

**Untersuchung von ^{40}Ar -induzierten
peripheren Schwerionenstößen
bei 30 MeV pro Nukleon**

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
Eva-Maria Eckert
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 1988

Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Untersuchung von ^{40}Ar -induzierten
peripheren Schwerionenstößen
bei 30 MeV pro Nukleon**

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften**

**vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main**

**von
Eva-Maria Eckert
aus Frankfurt am Main**

Frankfurt am Main 1988

Gedruckt mit Genehmigung
des Fachbereichs Physik der
Universität Frankfurt am Main

Dekan:	Prof. Dr. K. Bethge
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. U. Lynen
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. H. Stöcker

Tag der Promotion: 23.06.1988

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	4
2.1	Das Schwerionenhodoskop	6
2.2	Das Leichtionenhodoskop	9
2.3	Die Ionisationskammer	9
2.4	Das Detektorsystem unter Vorwärtswinkeln	11
3	Elektronische Verarbeitung und Datenaufnahme	13
4	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	17
4.1	Selektion von peripheren Spaltprozessen	17
4.2	Winkelverteilung der Projektilfragmente	25
4.3	Impulsbilanz	30
4.3.1	Bestimmung der Longitudinalkomponente des linearen Impulstransfers	31
4.3.2	Bestimmung der Transversalkomponente des linearen Impulstransfers	37
4.4	Bestimmung der primären Anregungsenergie	43
4.5	Bestimmung des primären Drehimpulstransfers	51
4.6	Experimentelle Bestimmung der Anisotropie	53
4.7	Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit	62
4.7.1	Experimentelle Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit	62
4.7.2	Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit	64
4.8	Drehimpuls und Anregungsenergie des spaltenden Systems . .	70
5	Zusammenfassung	81

1 Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Reaktionen $^{40}\text{Ar}+\text{Th}$ und $^{40}\text{Ar}+\text{Au}$ bei einer Einschußenergie von 30 MeV pro Nukleon untersucht. Die Durchführung des Experimentes erfolgte am Zyklotron SARA (Système Accélérateur Rhône-Alpes) in Grenoble in Zusammenarbeit mit Gruppen aus Saclay und Lyon und der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt.

Im Energiebereich zwischen 10 MeV pro Nukleon und 100 MeV pro Nukleon sind die bisher benutzten Modellvorstellungen wie z.B. der Fragmentationsprozeß bei hohen Einschußenergien [Gol74] oder die Mean-Field-Theorie bei niedrigen Einschußenergien [Neg82,Dav85] nicht mehr geeignet, das Verhalten der Kernmaterie vollständig zu beschreiben. Mehrere Experimente [McV80] [Bor83,Mer85,Blu86,Bor86,Mer86] haben gezeigt, daß einzelne physikalische Größen, wie z.B. die Energieverteilung oder die Impulsverteilung von Projektilfragmenten weder durch Rechnungen von Transferreaktionen noch durch Annahmen im Rahmen des Fragmentationsmodells vollständig erklärt werden können. Vielmehr hat man in diesem Übergangsbereich ein Gemisch aus mehreren Prozessen, die weitgehend durch exklusive Messungen untersucht werden können. Besonders geeignet ist dafür der Spaltkanal, weil über den Öffnungswinkel der Impulstransfer sehr genau bestimmt werden kann. Speziell der Ablauf der schwerioneninduzierten Spaltung bei Anregungsenergien größer als ca. 100 MeV ist in letzter Zeit erforscht worden [Wei87].

Um das Verhalten der Kernmaterie zu verstehen, untersuchte man u.a. wieviel Anregungsenergie [Jac85] und wieviel Impuls auf den Targetkern übertragen werden kann. Dazu wurde im wesentlichen die longitudinale Komponente des linearen Impulsübertrags bestimmt [Dye77,Bac80,Hui83,LaR83,Ler84], wohingegen über den Transversalimpuls außer der Breite der Impulsverteilung wenig Informationen zur Verfügung stehen. Ebenso sind experimentelle Daten über den Drehimpuls, der bei niedrigen Einschußenergien eine wesentliche Größe ist, um die Kernmaterie zu beschreiben, im mittleren Energiebereich jedoch kaum vorhanden.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, eine Impulsbilanz aufzustellen, indem man die longitudinale **und** transversale Impulskomponente von Projektil- und Targetfragmenten bestimmt (Kap.4.3). Der lineare Impulsübertrag auf den Targetkern wird im wesentlichen aus der Messung des Öffnungswinkels zwischen zwei Spaltfragmenten ermittelt. Daher wurden als Targets die schweren Elemente Gold und Thorium gewählt. Der so bestimmte mittlere Impulsübertrag wird von nachfolgenden Prozessen, wie z.B. der Teilchenverdampfung, im Mittel nicht beeinflusst und stellt somit eine primäre Meßgröße dar. Aus der Impulsbilanz werden die übertragene Anregungsenergie (Kap.4.4) und der transferierte Drehimpuls (Kap.4.5) in der Primärreaktion ermittelt.

Zur Untersuchung des Drehimpulstransfers wurden periphere Reaktionen durch den Nachweis eines schweren Projektilfragments ausgewählt. Dann kann aus der Richtung des Projektilfragments zusammen mit der Strahlachse die Reaktionsebene rekonstruiert werden. Die Genauigkeit, mit der diese Ebene definiert ist, wird durch die sequentielle Teilchenemission von diesem Fragment bestimmt. Da mit steigender Masse des Projektilfragments der Rückstoßimpuls durch die Emission leichter Teilchen im Verhältnis zum Impuls des Projektilfragments abnimmt und damit die Genauigkeit der Bestimmung der Reaktionsebene zunimmt, wurde zur Verbesserung der früher durchgeführten Experimente mit ^{18}O [Rab86] das schwerere Projektil ^{40}Ar gewählt.

Bei der Datenanalyse wird speziell der Ausgangskanal Spaltung benutzt, und es ist daher von besonderem Interesse, zu untersuchen, wie sich die Spaltung im mittleren Energiebereich verhält, d.h. wieviel von der primären Anregungsenergie und dem primären Drehimpuls zur Zeit der Spaltung vorhanden ist.

Aussagen über den Drehimpuls des Spaltsystems können aus der Winkelverteilung der Spaltfragmente bezüglich der Reaktionsebene gewonnen werden (Kap.4.6). Mit steigendem Drehimpuls des spaltenden Kerns werden bei gegebener Temperatur die Spaltfragmente stärker in der Reaktionsebene emittiert. Unabhängig davon kann der Drehimpuls des Spaltsystems auch aus der Spaltwahrscheinlichkeit bestimmt werden (Kap.4.7). Der dazu benötigte Zusammenhang zwischen dem maximal möglichen Drehimpuls eines rotierenden Kerns und dessen Zerfallswahrscheinlichkeit durch Spaltung ist bei niedrigen Anregungsenergien recht genau bekannt [Coh74]. Aus der Spaltwahrschein-

lichkeit und der Winkelverteilung der Spaltfragmente können Anregungsenergie und Drehimpuls zur Zeit der Spaltung bestimmt werden (Kap.4.8).

Die primären Werte von Anregungsenergie und Drehimpuls werden mit denen zur Zeit der Spaltung verglichen (Kap.4.8). Damit kann man untersuchen, ob schwerioneninduzierte Spaltung bei Anregungsenergien größer als ca. 100 MeV durch statistische Modelle beschrieben werden kann. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Rechnungen der Standard Verdampfungstheorie ermöglicht Aussagen über den Ablauf peripherer Schwerionenreaktionen, insbesondere von Spaltprozessen.

2 Experimenteller Aufbau

In dem Bereich mittlerer Einschußenergie treten eine Vielzahl von Teilchen aus verschiedenen Reaktionskanälen auf, von denen man einen möglichst großen Anteil beobachten möchte. Die Gesamtheit der nachzuweisenden Teilchen überdeckt sowohl einen großen Massen- als auch Energiebereich und wird im gesamten Raumwinkel von 4π emittiert. Diese Vielzahl von Teilchen setzt sich wie folgt zusammen:

- Projektilfragmente mit Geschwindigkeiten nahe der Strahlgeschwindigkeit, die bei 30 MeV/Nukleon Einschußenergie $0.25c$ beträgt. Wegen dieser hohen Geschwindigkeit sind diese Fragmente stark vorwärts fokussiert ($\vartheta < 20^\circ$).
- Rückstoßkerne mit stark vorwärts fokussierter Winkelverteilung und Energien kleiner 0.1 MeV/Nukleon
- Spaltfragmente, deren Winkelverteilung schwach vorwärts fokussiert ist und die Energien von 1-2 MeV/Nukleon besitzen
- mittelschwere Fragmente mit Massen typisch zwischen 6 und 40 amu, die vorwärts fokussiert emittiert werden. Diese Teilchen besitzen Energien von 5-15 MeV/Nukleon.
- leichte Evaporationsteilchen vom Targetkern, wie Neutronen, Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen, die nahezu isotrop emittiert werden und Energien bis 20 MeV besitzen
- leichte Teilchen ($A < 6$), die im Mittel Strahlgeschwindigkeit besitzen und daher unter kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse emittiert werden.

Die Schwierigkeit bei dieser Art von Messung, wie sie im folgenden beschrieben wird, besteht darin, einerseits Teilchen genau zu identifizieren und andererseits die verschiedenen Korrelationen zwischen den unterschiedlichen Teilchen messen zu können. Dazu ist es erforderlich, einen Meßaufbau zu konzipieren, bei dem sowohl großflächige Zähler als auch hochauflösende Detektoren mit einem großen dynamischen Bereich implementiert sind. Erst die Kombination

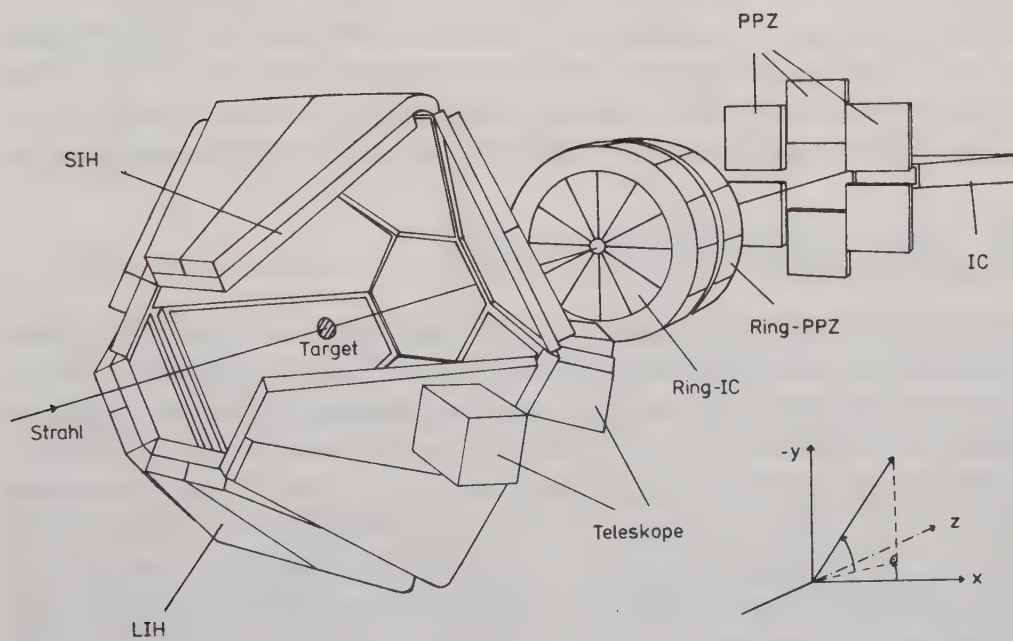


Abbildung 1: Schematische Skizze des experimentellen Aufbaus

SIH: Schwerionenhodoskop (Kap.2.1)

LIH: Leichtionenhodoskop (Kap.2.2)

IC: Ionisationskammer (Kap.2.3)

PPZ: Parallelplattenzähler (Kap.2.4)

Der Aufbau der Teleskope ist in [Tro84] beschrieben.



von verschiedenen Zählern ermöglicht es, umfassendere Koinzidenzmessungen durchzuführen.

Ausgehend von dem experimentellen Aufbau der Messung am CERN Synchrozyklotron mit einem ^{12}C -Strahl mit 84 MeV/Nukleon, wurden die Detektoren für das Experiment mit einem ^{18}O -Projektil der gleichen Energie weiterentwickelt. Dieser Aufbau ist in [Tro84] und [Rab86] detailliert beschrieben. Da das prinzipielle Konzept beibehalten wurde, wird im Rahmen dieser Arbeit der Aufbau des Experiments am Zyklotron SARA mit einem ^{10}Ar -Projektil und den Targetkernen Thorium und Gold beschrieben. Abb.1 zeigt eine Skizze des experimentellen Aufbaus. Die Targetdicke betrug bei allen Reaktionen $\sim 1 \text{ mg/cm}^2$; der Projektilstrom lag im Bereich von wenigen Teilchennanoampère.

2.1 Das Schwerionenhodoskop

Zum Nachweis der Rückstoßkerne und Spaltfragmente waren symmetrisch um die Strahlachse zwölf großflächige, trapezförmige Parallelplattenzähler mit einem Druck von 3.3 hPa Heptan angeordnet, sechs unter Rückwärtswinkeln und sechs unter Vorwärtswinkeln. Die Zähler überdeckten bezüglich der Strahlachse den Winkelbereich $22^\circ \leq \vartheta \leq 82^\circ$ bzw. $98^\circ \leq \vartheta \leq 158^\circ$ für den Polarwinkel und $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ im Azimut. Der kürzeste Abstand vom Target betrug 17.0 cm. Mit diesen Abmessungen betrug der Raumwinkel des SIH 8.2 sr. Abb.2 zeigt einen Querschnitt durch einen Parallelplattenzähler [Aug83]. Zur Ortsbestimmung wurden die beiden Drahtebenen ϑ und φ jeweils an beiden Enden ausgelesen und aus der Laufzeitdifferenz der Signale die Position des auftreffenden Teilchens bestimmt. Der Drahtabstand betrug 1mm; zur Auslese des Signals wurden jeweils vier Drähte zusammengefaßt. Das ergab eine Winkelauflösung von ca. 1.4° .

Das Zeitsignal mit einer Auflösung von $< 1 \text{ ns}$ wurde von der hinter den Drahtebenen liegenden Kathodenfolie abgenommen. Das Kathodensignal wurde verzweigt, um außerdem ein Energieverlustsignal zu erhalten, das eine grobe Unterscheidung zwischen Spaltfragmenten und mittelschweren Fragmenten erlaubte. Abb.3 zeigt für die Reaktion $\text{Ar} + \text{Th}$ ein zweidimensionales Spektrum des Schwerionenhodoskops, bei dem der Energieverlust gegen die relative Flugzeit (Zeitsignal des SIH minus Maschinenzeitsignal des Zyklotrons) aufgetragen ist. Im Bereich kleiner Flugzeiten ($t < 80$) und kleiner Energieverlustsig-

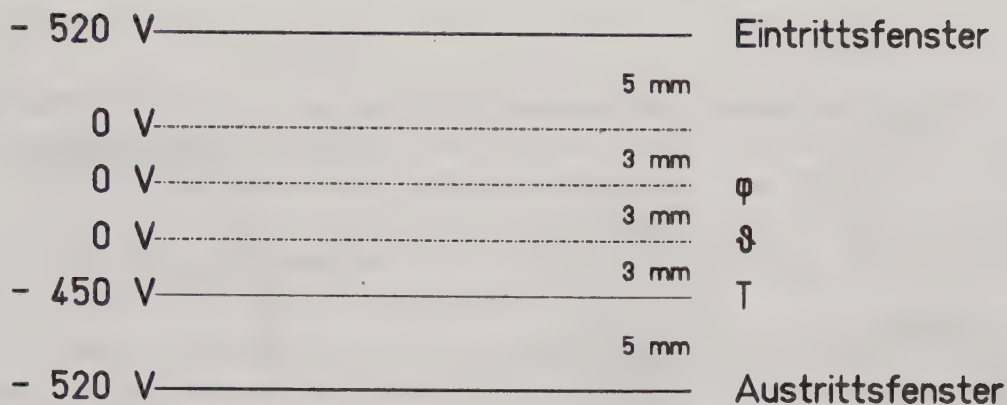


Abbildung 2: Querschnitt durch ein Element des Schwerionenhodосkops

nale ($\Delta E < 500$) liegen die mittelschweren Fragmente, die aus zentralen Stößen stammen. Die Spaltfragmente erzeugen aufgrund ihrer höheren Kernladung und ihrer Geschwindigkeit die größten ΔE -Signale. Im Bereich langer Flugzeiten und kleiner Energieverlustsignale liegen langsame Spaltfragmente und Rückstoßkerne.

Die untere Nachweisschwelle des Schwerionenhodосkops lag bei $Z=10$ mit 90% Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. bei $Z=5$ mit 10% Nachweiswahrscheinlichkeit. Teilchen mit kleinerer Ladungszahl und hoher Geschwindigkeit erzeugen kein genügend großes Energiesignal. Mit Hilfe eines Pulsers erfolgte die Zuordnung ns pro Kanal. Die Ortseichung wurde durch exaktes Ausmessen der geometrischen Anordnung der einzelnen Elemente durchgeführt. Für die Analyse wurde das Polarkoordinatensystem so gewählt, daß die z-Achse in Richtung der Strahlachse weist.

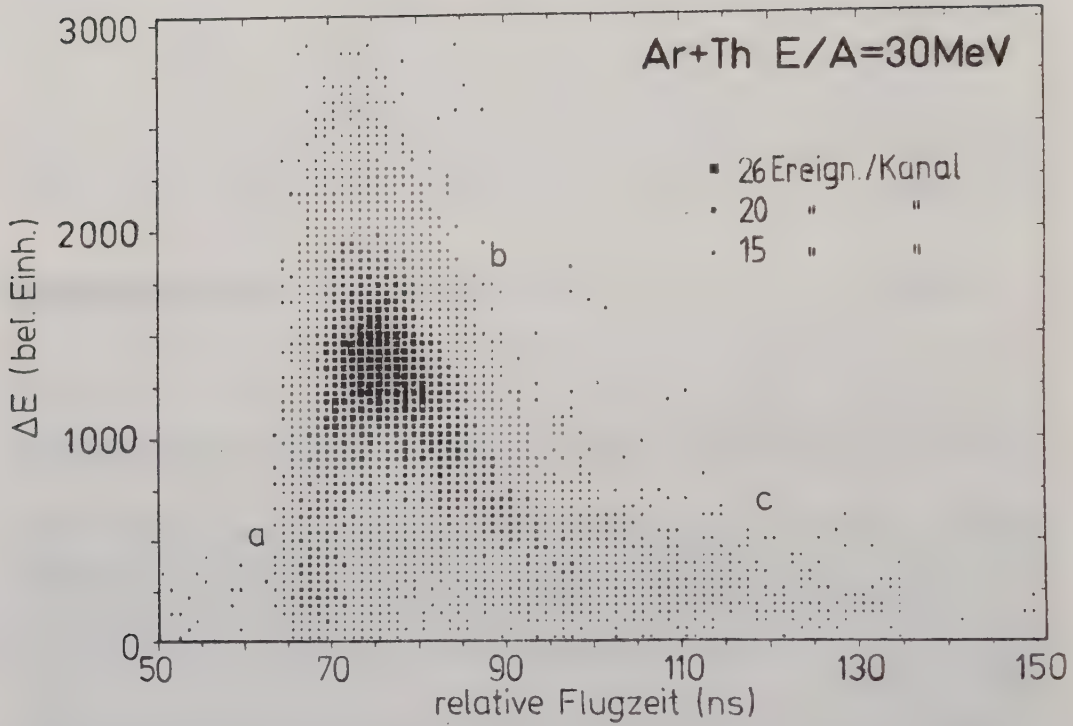


Abbildung 3: Inklusives Spektrum eines Elements des SIH für die Reaktion Ar+Th bei 30 MeV/Nukleon. Im Bereich $t < 80\text{ns}$ und $\Delta E < 1000$ liegen mittelschwere Fragmente (a), im Bereich $\Delta E > 1000$ liegen Spaltfragmente (b) und im Bereich $t > 90\text{ns}$ liegen Rückstoßkerne und langsame Spaltfragmente (c).

2.2 Das Leichtionenhodoskop

Zum Nachweis der leichten geladenen Teilchen, im wesentlichen $Z \leq 2$, befanden sich vom Target aus gesehen hinter dem Schwerionenhodoskop 1.0 cm dicke, gebogene Plastiksintillatoren (NE 102A) in einem Winkelbereich von $23^\circ \leq \vartheta \leq 157^\circ$ und $30^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ bzw. $210^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ mit einem Raumwinkel von 5.5 sr. Die zehn Module wurden jeweils an beiden Enden mit einem Photovervielfacher ausgelesen, um aus der Laufzeitdifferenz der Signale den Ort der nachgewiesenen Teilchen zu bestimmen. Die Winkelauflösung in ϑ -Richtung betrug damit 15° , in φ -Richtung bedingt durch die Anzahl der Module 30° . Die Nachweisschwelle des Szintillators lag abhängig von ϑ im Mittel bei 3.2 A·MeV. Die Zeitauflösung betrug ~ 1 ns.

Eine Identifikation der Teilchen bezüglich ihrer Ladung war jedoch anhand der Energiesignale und der kurzen Flugwege von maximal 24 cm nicht möglich. Das Leichtionenhodoskop diente somit im wesentlichen zur Messung der assoziierten Multiplizität der leichten geladenen Teilchen, was eine Differenzierung der Reaktionen nach zentralen und peripheren Stößen erlaubte (siehe Kap. 4.1).

2.3 Die Ionisationskammer

Die Projektilfragmente wurden mit der von der französischen Gruppe aus Saclay gebauten Ionisationskammer [San75] nachgewiesen, deren Eintrittsfläche 6×38 cm² groß war. Die Tiefe der Kammer betrug 140 cm. Der Zähler war mit CF₄ Gas mit einem Druck von 467 hPa gefüllt, um vor allem schwere Projektilfragmente stoppen zu können. Der Winkelbereich für ϑ erstreckte sich von 6.3° bis 13.7° . Für die Analyse wurde das Koordinatensystem so gewählt, daß die Mitte der Eintrittsfläche bei $\varphi=0$ lag. Durch eine entsprechende Blende war die φ -Akzeptanz auf $\pm 1.5^\circ$ konstant.

Zur Energiemessung war der Detektor längs seiner Tiefe in fünf Bereiche unterteilt, um aus einer ΔE - E_{rest} -Messung eine Z-Identifikation in einem großen dynamischen Bereich zu erzielen. Abb.4 zeigt ein zweidimensionales Spektrum der Ionisationskammer für die Reaktion $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$. Es ist die Summe der ΔE -Signale aus den beiden vorderen Bereichen gegen die Summe aus allen fünf ΔE -Signalen E_{tot} aufgetragen. Im Bereich $12 \leq Z \leq 18$ konnten die Teil-

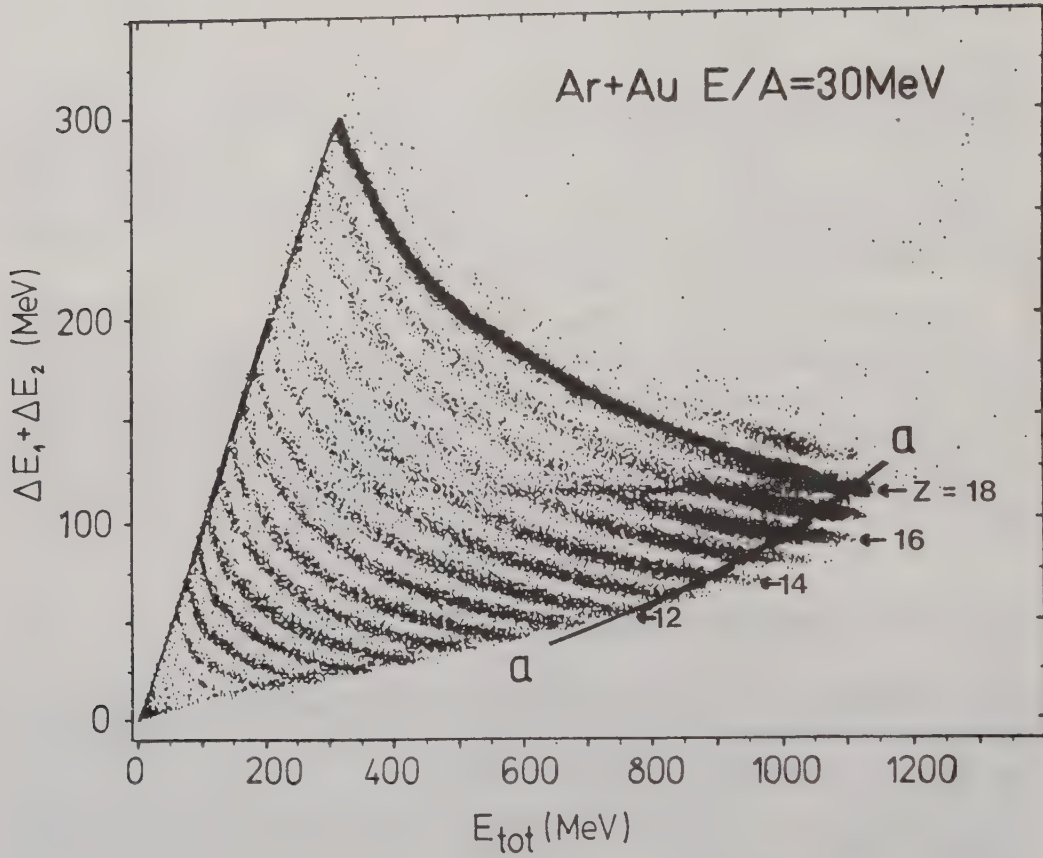


Abbildung 4: Inklusives Energiespektrum der Projekttilfragmente in der Ionisationskammer für die Reaktion Ar+Au bei 30 MeV/Nukleon. Aufgetragen ist die Gesamtenergie E_{tot} gegen den Energieverlust $\Delta E_1 + \Delta E_2$ in den ersten beiden Segmenten der Ionisationskammer. Die durchgezogene Linie a gibt an, wo Fragmente mit Strahlgeschwindigkeit (0.25c) liegen.

chen mit Strahlgeschwindigkeit in der Kammer vollständig gestoppt werden. Daher beschränkt sich die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse auf Ereignisse, für die Projektilfragmente mit $12 \leq Z \leq 18$ nachgewiesen wurden (siehe Kap.4). Die untere Nachweisgrenze der Ionisationskammer lag für diese Fragmente bei 10 MeV/Nukleon. Teilchen mit $Z \leq 11$, die Strahlgeschwindigkeit besaßen, konnten in der Ionisationskammer nicht vollständig gestoppt werden. Die durchgezogene Linie a in Abb.4 zeigt, wo die Fragmente mit Strahlgeschwindigkeit liegen.

Zur Flugzeitmessung der Projektilfragmente befand sich vor der Ionisationskammer ein Parallelplattenzähler mit den gleichen Abmessungen wie die Eintrittsfläche der Kammer. Anhand der elastischen Streuung für ^{40}Ar Projektil war eine Zeit- und Energieeichung möglich. Außerdem konnte der Ort in ϑ Richtung mit einer Genauigkeit von 1.0° bestimmt werden.

Da sich die Ionisationskammer in einem Abstand von 192 cm vom Target befand, betrug der Raumwinkel nur 6 msr. Um dennoch gute Statistik für koinzidente Ereignisse zwischen Projektilfragmenten und Spaltfragmenten zu erzielen, sollte das Detektorsystem unter Vorwärtswinkeln (siehe Kap.2.4) benutzt werden, das analog zum Schwerionenhodoskop die gleiche hohe Symmetrie um die Strahlachse besaß.

2.4 Das Detektorsystem unter Vorwärtswinkeln

Um Projektilfragmente mit genügend hoher Statistik in Koinzidenz mit Targetfragmenten und vor allem mit vom Target emittierten leichten Teilchen, die mit den Teleskopen nachgewiesen wurden, messen zu können, wurde ein Detektorsystem verwendet, das aus einer ringförmigen Ionisationskammer, einem ringförmigen Parallelplattenzähler und sechs quadratischen Parallelplattenzählern bestand.

Die aktive Fläche der symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Ringionisationskammer hatte einen Durchmesser von 32 cm und war in zwölf Segmente unterteilt, was eine φ -Auflösung von 30° ermöglichte. Der Winkelbereich in ϑ erstreckte sich von 4° - 15° . Der Raumwinkel betrug 350 msr.

Hinter der Ringionisationskammer befand sich mit der gleichen Geometrie ein Parallelplattenzähler, der ebenfalls in zwölf Segmente unterteilt war, und

dessen Zeitsignal als Startsignal für eine Flugzeitdifferenzmessung der Projektilfragmente diente. Der Ringparallelplattenzähler war mit der Ringionisationskammer fest verbunden. Beide waren zusammen längs der Strahlachse verschiebbar, um den Raumwinkel der Ringzähler optimal an die verschiedenen Grazingwinkel, die durch die Benutzung unterschiedlicher Targets erreicht wurden, anpassen zu können.

In einem Abstand von 192 cm vom Target befanden sich sechs quadratische Parallelplattenzähler mit Seitenlängen von 30 cm, deren Zeitsignale als Stoppsignale benutzt wurden. Die beiden mittleren Zähler waren aus dem gleichen Grund wie die Ringzähler vertikal verschiebbar. Der Raumwinkel betrug insgesamt 145 msr. Der Aufbau der Parallelplattenzähler war analog zu den Zählern des Schwerionenhodосkops, so daß außer dem Zeitsignal auch die Ortsinformation in der vertikalen und horizontalen Richtung zur Verfügung stand.

Die anfängliche Analyse der Daten, d.h. die Eichung der Detektoren, vor allem der Ortseichung, zeigte, daß die quadratische Geometrie der Parallelplattenzähler auf die φ -Symmetrie der Ring-IC abgebildet werden mußte, was sich als äußerst kompliziert erwies. Die Stege der Ring-IC bzw. des Ring-PPZ ergaben außerdem tote Zonen für die Parallelplattenzähler. Als besonders nachteilig erwies sich, daß mit dem Ring-PPZ zu Normierungszwecken keine Ortsinformation in ϑ möglich war.

Da die Zählrate der Ionisationskammer in Koinzidenz mit dem Schwerionenhodосkop ausreichend war, wurde auf die Benutzung des Detektorsystems unter Vorwärtswinkeln verzichtet und die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Ergebnisse unter Verwendung von SIH und der Ionisationskammer ermittelt.

3 Elektronische Verarbeitung und Datenaufnahme

Das Blockschaltbild der Elektronik zeigt Abb.5.

Die Energiesignale wurden vom Detektor über einen Vor- und Hauptverstärker zum ADC (Analog to Digital Converter) geleitet. Die Zeitsignale wurden mit einem Timing Filter Amplifier verstärkt und danach verzweigt, wobei ein Teil verzögert zum TDC (Time to Digital Converter) weitergeleitet wurde. Die Verzögerung war notwendig, damit das Zeitsignal erst dann am TDC anlag, wenn die Triggerentscheidung gefallen war. Der zweite Teil des Signals wurde zur Triggerlogik benutzt. Alle als Trigger dienenden Signale wurden durch ein logisches ODER (Triggerbox) verknüpft. Da die Zählrate der Einzeltrigger für die verschiedenen Detektortypen sehr unterschiedlich waren (vgl. Tabelle 1) und im Vergleich zu den Zählraten der Koinzidenztrigger zum Teil sehr viel höher lagen, wurden die Einzeltrigger mit geeigneten Untersetzungsfaktoren versehen. Jeder Trigger setzte im „Triggerpattern“ ein Bit (Bitbox), das mit aufgezeichnet wurde. Das gewährleistet für jedes Ereignis die Aufzeichnung aller assoziierten Teilchen. Das Ausgangssignal der Triggerbox wurde dazu benutzt, die Konvertierung aller TDC's und ADC's zu starten. Gleichzeitig wurde in der Triggerbox das Inhibitflag gesetzt, das gewährleistete, daß kein weiteres Triggersignal mehr verarbeitet wurde bis die Auslese der TDC's und ADC's und die Aufnahme der Daten in den Rechner abgeschlossen war. Erst dann wurde das Inhibitflag zurückgesetzt, und die Verarbeitung eines neuen Triggersignals konnte erfolgen. Ausgelesen wurden nur die TDC's und ADC's derjenigen Detektoren, die ein Signal in Koinzidenz mit dem Triggersignal lieferten (die Breite des Koinzidenzfensters betrug 200 ns). Diese reduzierte Auslese ermöglichte bei den 226 möglichen Parametern eine Verringerung auf durchschnittlich ein Fünftel der Parameter und damit eine schnellere Datenaufnahme.

Neben den Einzeltriggern eines jeden Detektors wurden auch Koinzidenztrigger zwischen mehreren Zählern benutzt, um spezielle physikalische Ereignistypen mit höherer Statistik selektieren zu können. So bevorzugt man z.B. mit dem Trigger $SIH/Multipl. \geq 2+$ IC periphere Spaltereignisse, da dieser Trigger Ereignisse auswählt, bei denen mindestens zwei schwere Fragmente im Schwerionenhodoskop und ein Projektilfragment in der Ionisationskammer nachgewiesen worden sind. Die Wahl der Koinzidenztrigger ermöglicht bei

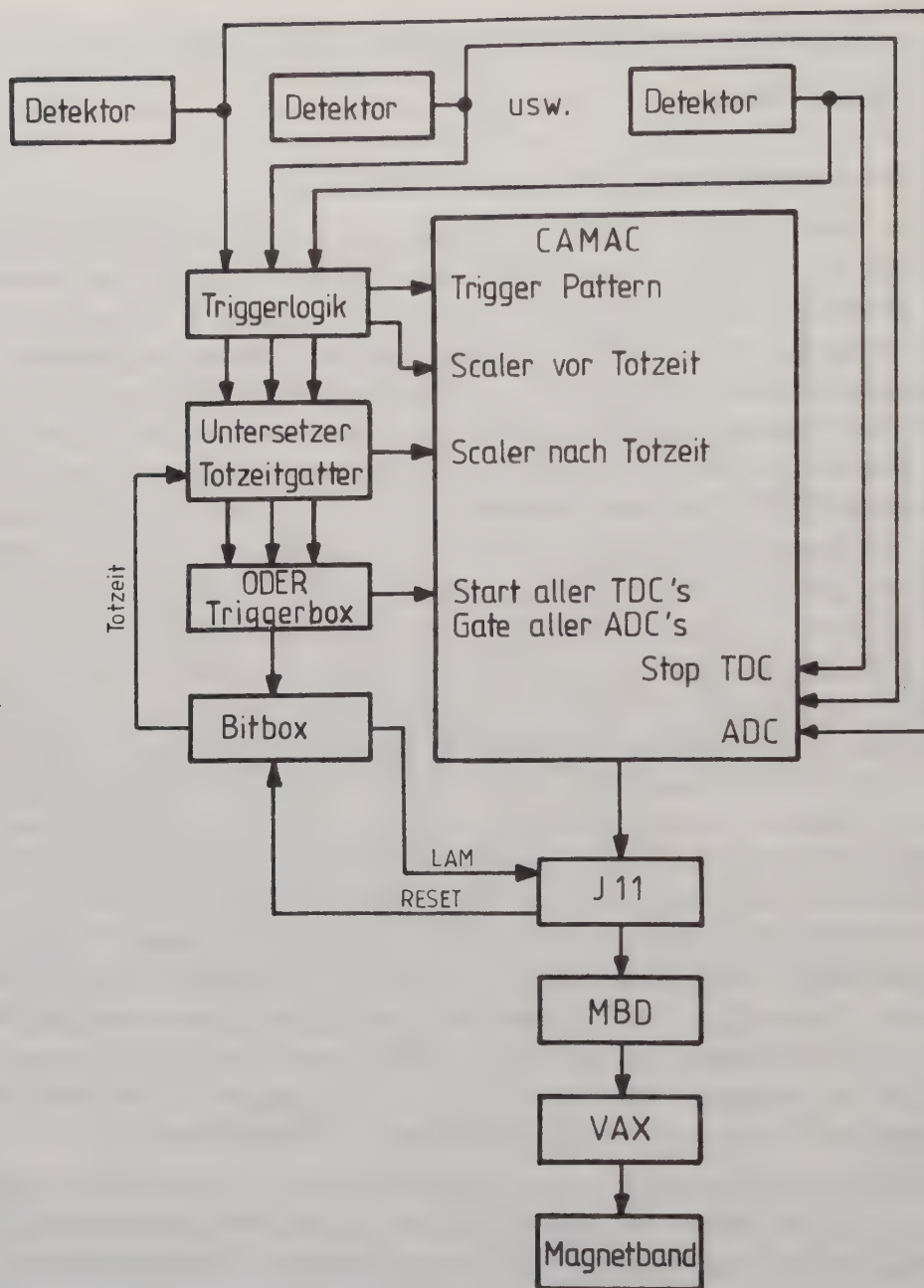


Abbildung 5: Das Blockschaftbild der Elektronik

der späteren Auswertung eine gezielte Datenanalyse nach den verschiedenen physikalischen Prozessen.

Da wie aus Tabelle 1 ersichtlich die Zählraten der einzelnen Detektortypen zwischen einigen Hz und mehreren kHz lag, wurden als Ausgleich die Zählraten der verschiedenen Trigger mit unterschiedlichen Faktoren untersetzt aufgenommen. Tabelle 1 gibt einen Überblick über alle während des Experiments verwendeten Trigger und deren Untersetzungsfaktoren. Für die Auswertung wurde hauptsächlich der in Tabelle 1 als erster aufgeführte Koinkidenztrigger $SIH/Multiplizität \geq 2 + IC$, sowie die Einzeltrigger IC und $SIH/Multiplizität \geq 2$, die für Normierungszwecke notwendig sind, verwendet.

Die Koordination zwischen der Auslese der TDC's und ADC's und der Aufnahme der Daten in den Rechner erfolgte über Mikroprozessoren (J11), die innerhalb eines CAMAC-Überrahmens den Datenfluß koordinierten, und einem programmierbaren Controller MBD (Microprogrammed Branch Driver), der die Verbindung zwischen den J11 und dem Rechner regelte. Als Rechner wurde eine VAX 750 benutzt. Die Daten wurden ereignisweise auf Magnetband geschrieben.

Gleichzeitig konnte mit Hilfe eines Analyseprogramms (LISA) während des Experiments eine Online-Kontrolle der Datenaufnahme durchgeführt werden. Pro Sekunde konnten 200-300 Ereignisse bei einer mittleren Totzeit von ca. 20% aufgenommen werden.

Tabelle 1

Einzeltrigger	Untersetzungsfaktor	Zählrate vor Untersetzung
•IC	1:32	130Hz
•SIH/niedr.Energieschwelle, Multipl. ≥ 2	1:128	3kHz
•Teleskope(119°)	1:1	80Hz
•Teleskope(41°,63°)	1:1	80Hz
•Teleskope(51°,73°)	1:1	80Hz
•LIH/Multipl. ≥ 1	1:4096	20kHz
•LIH/Multipl. ≥ 6	1:32	330Hz
•PPZ/niedr.Energieschwelle	1:1024	17kHz
•PPZ/hohe Energieschwelle	1:1024	16kHz
•PPZ/hohe Energieschwelle, Multipl. ≥ 2	1:1	
•SIH/hohe Energieschwelle, Multipl. ≥ 1	1:256	6kHz
•Ring PPZ	1:2048	50kHz
Koinzidenztrigger	Untersetzungsfaktor	
•SIH/niedr.Energieschwelle, Multipl. $\geq 2 + IC$	1:1	
•SIH/hohe Energieschwelle, Multipl. $\geq 1 + PPZ$	1:8	
•SIH/hohe Energieschwelle, Multipl. $\geq 1 + Ring PPZ$	1:64	
•SIH/hohe Energieschwelle, Multipl. $\geq 1 + IC$	1:1	
•SIH/niedr.Energieschwelle, Multipl. $\geq 2 + PPZ$	1:4	
•SIH/niedr.Energieschwelle, Multipl. $\geq 2 + Ring PPZ$	1:32	

4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

4.1 Selektion von peripheren Spaltprozessen

Die Wahl von schweren Targetkernen hat den Vorteil, daß mit Hilfe des Spaltprozesses der auf den Targetkern übertragene Rückstoßimpuls bestimmt werden kann, indem man den Öffnungswinkel zwischen zwei Spaltfragmenten mißt [Sik62]. Dazu ist wichtig, daß die Spaltung einen wesentlichen Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt besitzt. Deshalb wurden als Targets Gold und Thorium verwendet, die außerdem problemlos in der Herstellung sowie Handhabung während des Experiments sind, und die nicht in chemischen Verbindungen vorliegen müssen. Da das Projektil auch mit den anderen chemischen Komponenten des Targets Kernreaktionen verursachen würde, müßte man für die Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit (Kap.4.7) für jede Komponente den Wirkungsquerschnitt kennen. Daher ist es zu Normierungszwecken von Vorteil, wenn das Target nicht als chemische Verbindung vorliegt.

In Abb.6 zeigen die Kurven a die inklusiven Spektren des Öffnungswinkels ϑ , zwischen zwei Spaltfragmenten, die im SIH nachgewiesen wurden. Die Raumwinkelkorrektur des SIH ist dabei nicht berücksichtigt. Sie verringert das Minimum zwischen den Peaks. Der Pfeil markiert den zum vollen Impulsübertrag von 9.5 GeV/c gehörenden Öffnungswinkel. Man erkennt deutlich für beide Targets zwei Komponenten, einen Peak bei großen und einen bei kleinen Öffnungswinkeln. Für Gold zeigen beide Komponenten etwa gleich große Intensität, für Thorium dominiert die Komponente bei großen ϑ . Diese Beobachtungen liegen in guter Übereinstimmung mit Messungen von G. Bizard et al. [Biz86] mit Ar+Au bei 35 und 44 MeV/Nukleon, sowie mit Daten von M. Conjeaud et al. [Con85] mit Ar+Th bei 31, 35, 39 und 44 MeV/Nukleon. Auch das System Ar+U bei 35 MeV/Nukleon zeigt das gleiche Verhalten [Pat86].

Wie oben erwähnt, ist der Öffnungswinkel ein Maß für den auf das Target übertragenen Impuls. Befindet sich der Targetkern in Ruhe, d.h. $v=0$ cm/ns, so beträgt der Öffnungswinkel aufgrund des Impulserhaltungssatzes $\vartheta_s=180^\circ$. Je größer die Geschwindigkeit des Spaltsystems ist, desto kleiner wird im Laborsystem der Öffnungswinkel; ausgenommen die Ereignisse, bei denen die Spaltung in Flugrichtung erfolgt (siehe auch Skizze Abb.15). Das bedeutet, daß man in Abb.6 den Peak bei großen Öffnungswinkeln, d.h. kleinen Impulsüberträgen

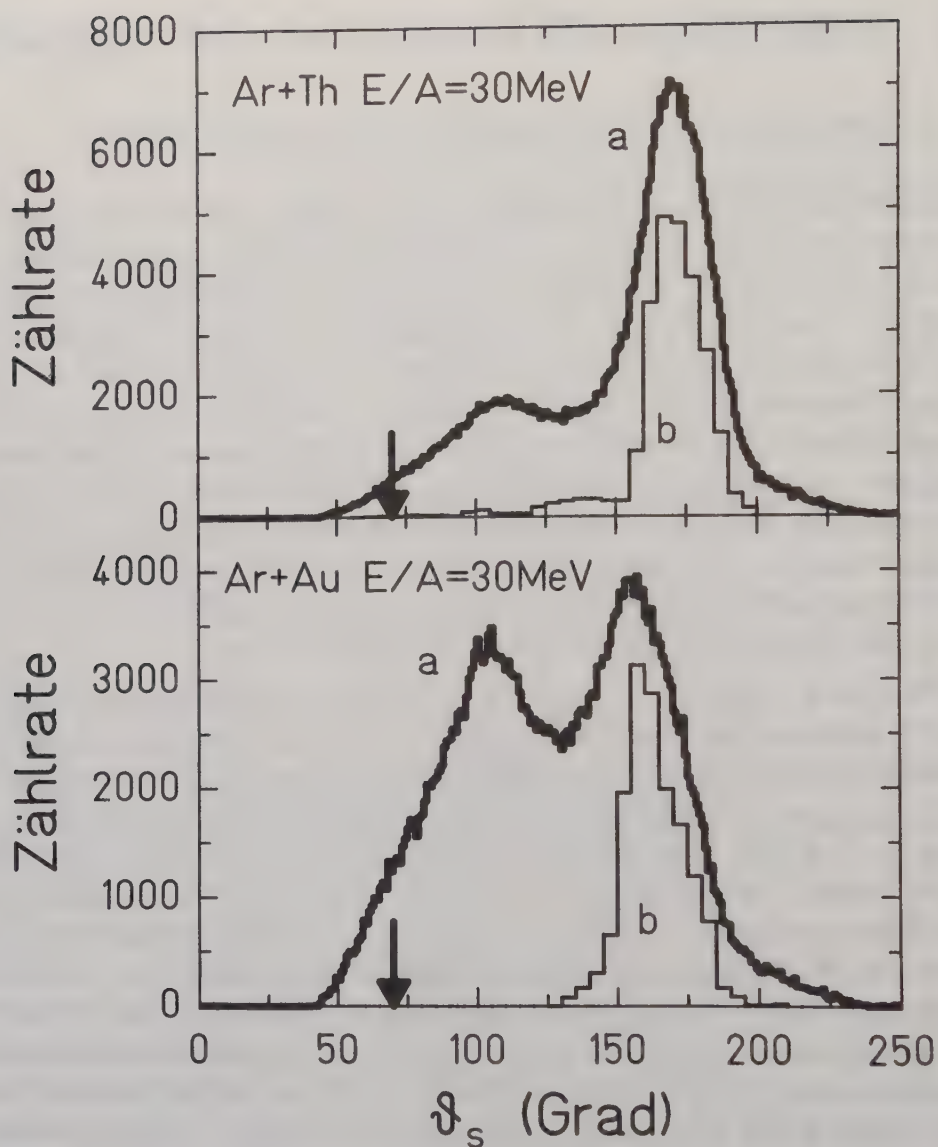


Abbildung 6: Kurve a zeigt das inklusive Spektrum des Öffnungswinkels zwischen zwei Spaltfragmenten für Th und Au. Kurve b zeigt den gleichen Winkel in Koinzidenz mit einem Projekttilfragment mit $Z=17$ für Th und $Z=16$ für Au. Der Vergleich von Kurve a und b zeigt, daß mit der Forderung nach einem schweren Projekttilfragment periphere Stöße selektiert werden. Der Pfeil markiert den zum vollen Impulsübertrag von $9.5 \text{ GeV}/c$ gehörenden Öffnungswinkel.

mit peripheren Stößen assoziieren kann und die Komponente bei kleinen Öffnungswinkeln, d.h. großen Impulsüberträgen mit zentralen Kollisionen. Beim Goldtarget ist im Vergleich zum Thorium die periphere Komponente zu kleineren Öffnungswinkeln hin verschoben. Das liegt an der im Vergleich zu Thorium ($B_f=6$ MeV) höheren Spaltbarriere von Gold ($B_f=21$ MeV).

Die Kurven b in Abb.6 zeigen den Öffnungswinkel der Spaltfragmente, die in Koinzidenz mit einem Projektilfragment mit $Z=17$ für Thorium bzw. $Z=16$ für Gold nachgewiesen wurden. Die Spektren verdeutlichen, daß mit der Forderung, ein schweres Projektilfragment in Koinzidenz nachzuweisen, periphere Prozesse selektiert werden können (vergl. auch Abb.10).

Um die Spaltereignisse von anderen Ausgangskanälen zu selektieren, wurden bei der Datenanalyse folgende Bedingungen gesetzt:

1. Die Multiplizität im SIH beträgt genau zwei.
Ereignisse mit Multiplizität gleich drei betrugen im Vergleich dazu weniger als 2%.
2. Ereignisse mit Bedingung 1), bei denen im $\Delta E/\Delta t$ -Spektrum des SIH (siehe Abb.3) $\Delta t < 80\text{ns}$ und gleichzeitig $\Delta E < 1000$ betrugen, wurden verworfen, da es sich in diesem Fall um mittelschwere Fragmente bis ca. $A=40$ handelt [Tro87].

Mit diesen Bedingungen wurde die Komplanarität der beiden Spaltfragmente kontrolliert. Abb.7 zeigt, daß für beide Targets die Verteilung des Azimutwinkels $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ bei 180° maximal ist mit einer Halbwertsbreite von 30° . Die Breite der Verteilung kann durch die Verdampfung leichter Teilchen und die transversale Impulskomponente (siehe Kap.4.3.2) erklärt werden. Zur Selektion von Spaltereignissen wurde daher keine Bedingung auf die Komplanarität gesetzt.

Zur Identifikation der Projektilfragmente wurde die ΔE -E-Messung mit der Ionisationskammer benutzt. Durch Linearisierung [SAT87] des ΔE -E Spektrums dieser Teilchen (siehe Abb.4) ergibt sich das inklusive Kernladungsspektrum, wie es in Abb.8 für die Systeme Ar+Th oben bzw. Ar+Au unten dargestellt ist. Dominiert wird das Spektrum von der elastischen bzw. inelastischen Streuung ($Z=18$). Es sei daraufhingewiesen, daß auch Pick-up

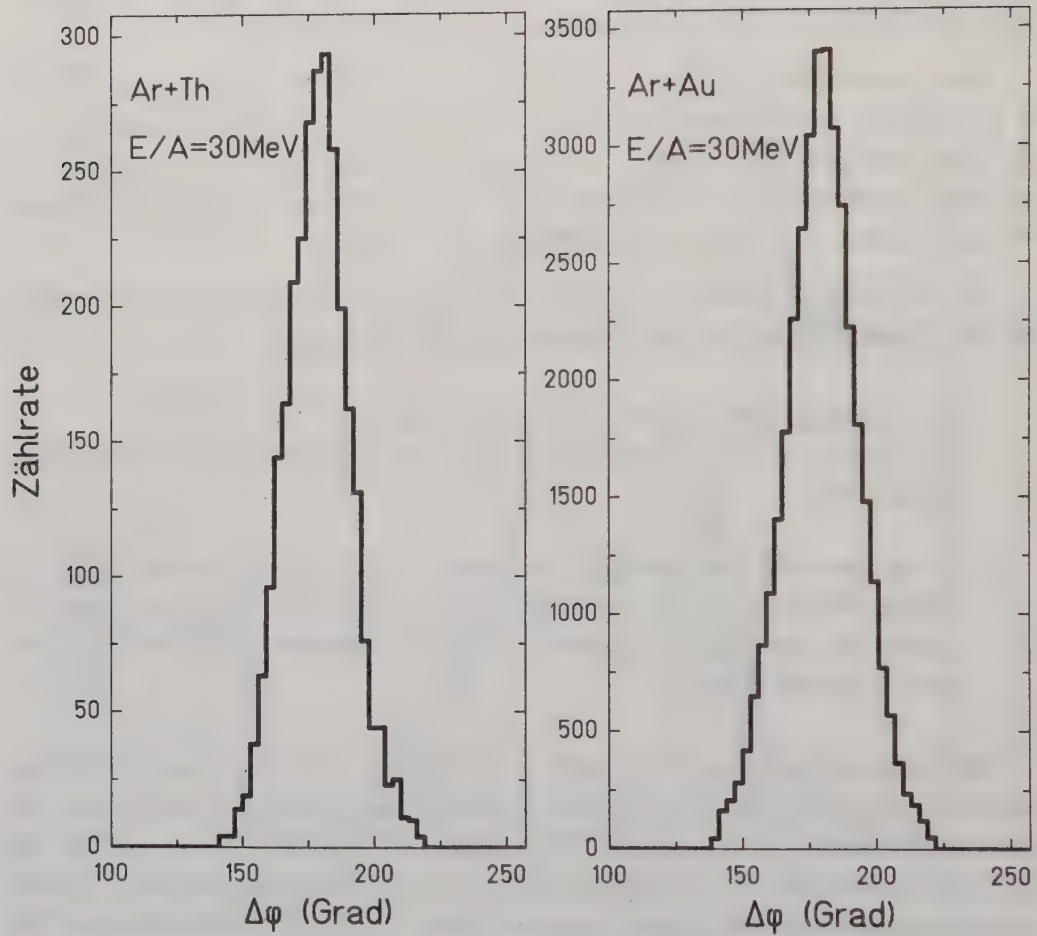


Abbildung 7: Die Differenz der Azimutwinkel beider Spaltfragmente $\Delta\varphi$. Die Verteilung zeigt bei 180° ein Maximum. Links ist die Verteilung für Thorium, rechts für Gold gezeigt. Die Breite der Verteilung ist im wesentlichen durch die Verdampfung leichter Teilchen bedingt.

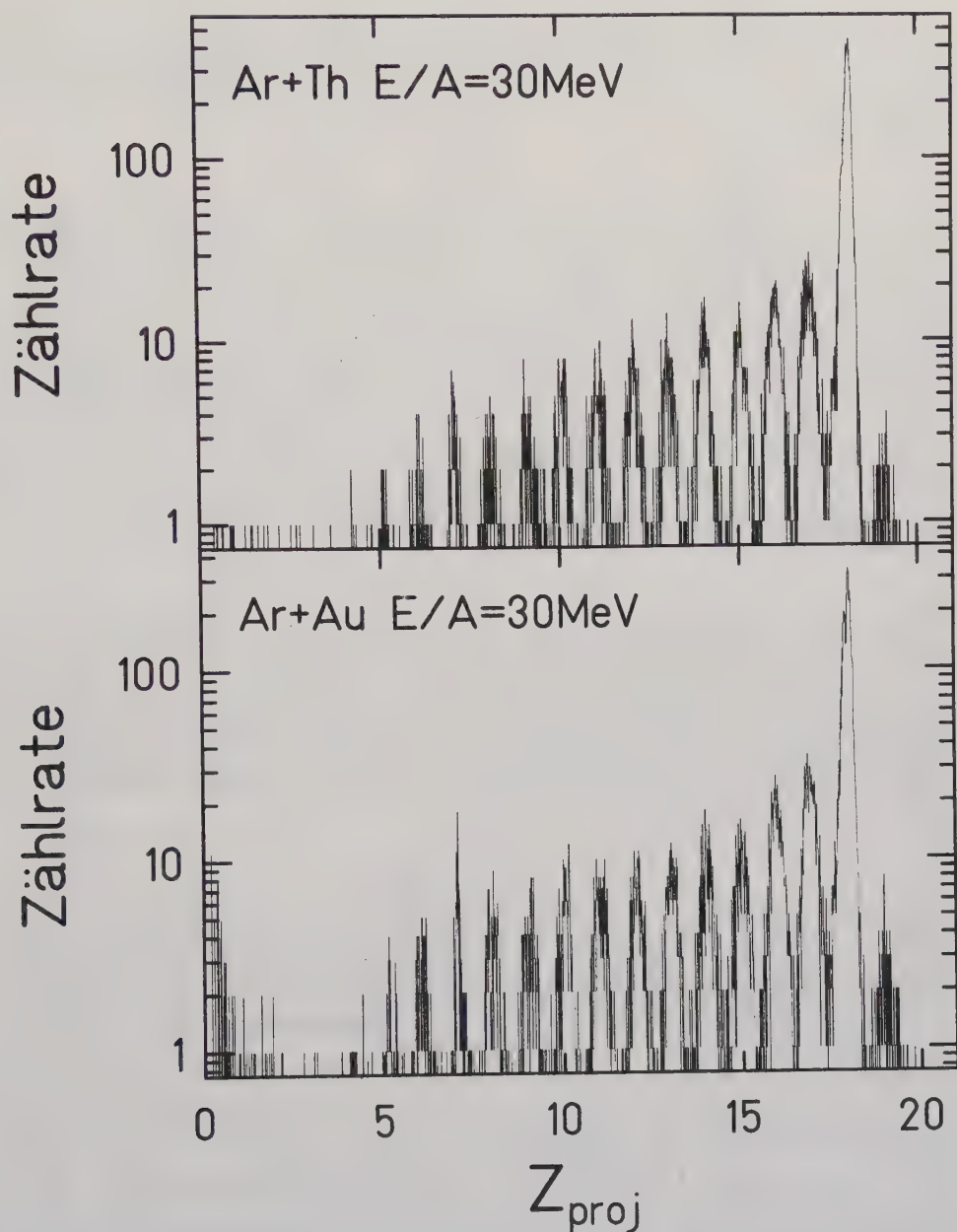


Abbildung 8: Inklusives Z-Spektrum der Projekttilfragmente für die Reaktion Ar+Th (oben) und Ar+Au (unten) bei 30 MeV/Nukleon. Die elastische bzw. inelastische Linie für $Z=18$ ist am stärksten. Auch Pick-up Reaktionen bei $Z=19$ sind zu beobachten.

Reaktionen ($Z=19$) zu beobachten sind. Der Abfall zu kleineren Ladungszahlen hin ist u.a. durch die Nachweisschwelle der Ionisationskammer (siehe Kap. 2.3) begründet.

Unter der Bedingung, daß zwei Spaltfragmente in Koinzidenz mit dem Projektilfragment beobachtet wurden, verändert sich die Verteilung drastisch. Abb.9 zeigt, daß nun die Linien für $Z=18$ und die Pick-up Reaktion deutlich geringere Intensitäten aufweisen, und das Maximum für das Goldtarget bei $Z=12$ liegt, während es für Thorium bei $Z=16$ bzw. 17 liegt. Dieses unterschiedliche Verhalten liegt wie oben erwähnt an der sehr viel niedrigeren Spaltbarriere von Th im Vergleich zu Au. Während bei Thorium viele Stoßparameter - auch sehr periphere Stöße - zur Spaltung führen, ist dies bei Gold erst durch einen großen Energieübertrag möglich.

Da in der Ionisationskammer nur Projektilfragmente mit Strahlgeschwindigkeit von $Z=18$ bis $Z=12$ vollständig gestoppt werden konnten, wurde die weitere Analyse auf diese Teilchen beschränkt. Gleichzeitig wurde damit die Bedingung gesetzt, was im folgenden unter peripheren Ereignissen zu verstehen ist. Daß diese Definition von peripher sinnvoll ist, wurde bereits in Abb.6 gezeigt.

Darüberhinaus zeigt Abb.10 die mittlere Multiplizität der leichten geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments, das in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten nachgewiesen wurde. Die Multiplizität der leichten geladenen Teilchen wurde mit dem Leichtenhodoskop (Kap.2.2) bestimmt. Bei der Analyse wurde der Raumwinkel des LIH berücksichtigt, wobei beachtet wurde, daß die Emission der leichten Teilchen vorwärtsfokussiert erfolgt [Bru86,Tro87]. Aus Abb.10 erkennt man, daß die mittlere Multiplizität mit abnehmender Ladungszahl des Projektilfragments ansteigt. Dies ist ein Indiz dafür, daß mit abnehmendem Projektilfragment die Anregung des Targetkerns größer wird (siehe auch Abb.24). Ein Vergleich zwischen beiden Targets zeigt, daß der Unterschied in der mittleren Multiplizität nur sehr klein ist, d.h. die Anregung für beide Targets ungefähr gleich groß ist. Das bedeutet, daß die Primärreaktion sowohl für Thorium als auch für Gold in etwa gleich abläuft.

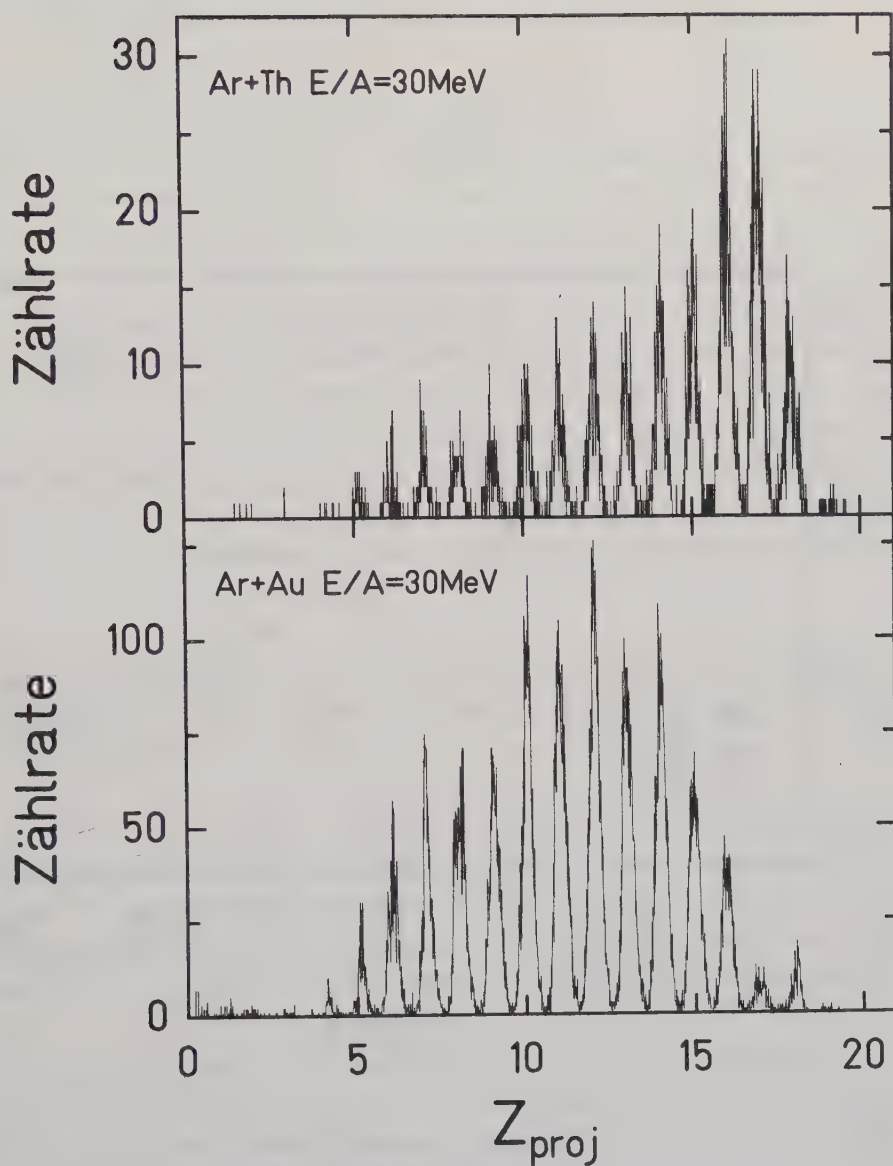


Abbildung 9: Das Z-Spektrum der Projektilfragmente in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten für Thorium (oben) und Gold (unten). Für Thorium hat sich das Maximum im Vergleich zum inklusiven Spektrum (Abb.8) nach $Z=16$ bzw. 17 verschoben. Für Gold liegt das Maximum bei $Z=12$ (vergl. dazu Abb.8).

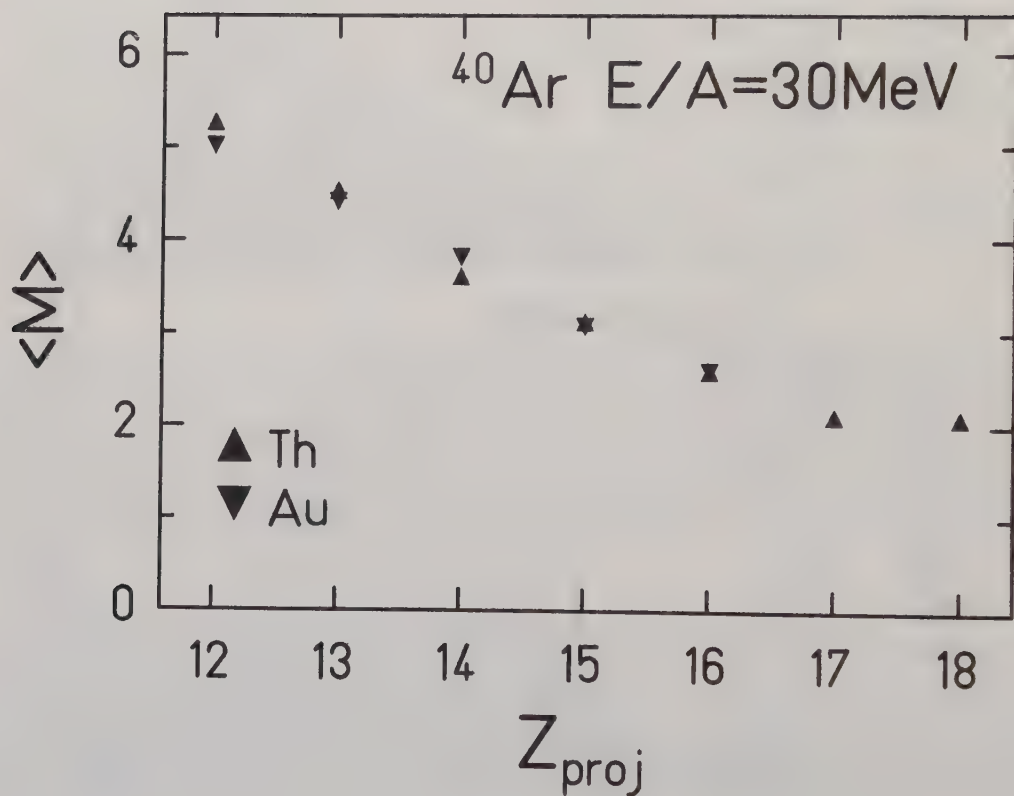


Abbildung 10: Mittlere Multiplizität der leichten geladenen Teilchen im LIH in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments. Die Daten enthalten die Raumwinkelkorrektur des LIH.

4.2 Winkelverteilung der Projektilfragmente

In Abb.11 und 12 ist für beide Targets der absolute differentielle Wirkungsquerschnitt im Bereich von $\vartheta_{lab} = 6^\circ$ bis $\vartheta_{lab} = 12^\circ$ für Fragmente mit $Z=18$ bis $Z=12$, die vollständig in der Ionisationskammer gestoppt werden konnten, gezeigt. Der Grazingwinkel beträgt für die Reaktion $Ar+Th$ im Laborsystem 9.5° und für $Ar+Au$ 8.5° . Der inklusive Wirkungsquerschnitt wurde bestimmt, indem für $Z=18$ die Zählrate unter dem Einzeltrigger Ionisationskammer (Tabelle 1) bestimmt wurde und mit einer geeigneten Normierungskonstanten an den berechneten Rutherford Wirkungsquerschnitt für Werte kleiner dem Grazingwinkel angeglichen wurde. Alle anderen Zählraten für $Z=12$ bis 17 wurden mit der gleichen Konstanten multipliziert. Diese Konstante enthält den Raumwinkel der Ionisationskammer, die Targetdicke, den Untersetzungsfaktor des Triggers und den Projektilstrom.

Für beide Targets werden die Winkelverteilungen mit abnehmender Ladungszahl des Projektilfragments flacher, d.h. für große Projektilfragmente sind die Winkelverteilungen stärker vorwärts fokussiert.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die exklusiven Winkelverteilungen. Abb. 13 und 14 zeigen für beide Targets die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Projektilfragmente mit $Z=18$ bis $Z=12$, die in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten nachgewiesen wurden. Auch hier verlaufen die Winkelverteilungen umso flacher, je kleiner der nachgewiesene Projektilrest ist.

Beim Thoriumtarget fällt auf, daß im Gegensatz zur inklusiven Winkelverteilung die exklusive für $Z=18$ niedriger liegt als diejenigen für $Z=14$ bis $Z=17$. Das liegt an der niedrigeren Spaltwahrscheinlichkeit für Prozesse, bei denen ein großer Projektilrest ($Z=18$) nachgewiesen wird (siehe Kap.4.7), im Vergleich zu Spaltreaktionen in Koinzidenz mit einem kleinen Projektilfragment mit z.B. $Z=14$.

Für das Goldtarget ist diese Tendenz aufgrund der hohen Spaltbarriere von 21 MeV noch viel drastischer. Wie Abb.14 zeigt, steigen hier die differentiellen Wirkungsquerschnitte mit kleinerer Ladungszahl des Projektilfragments an.

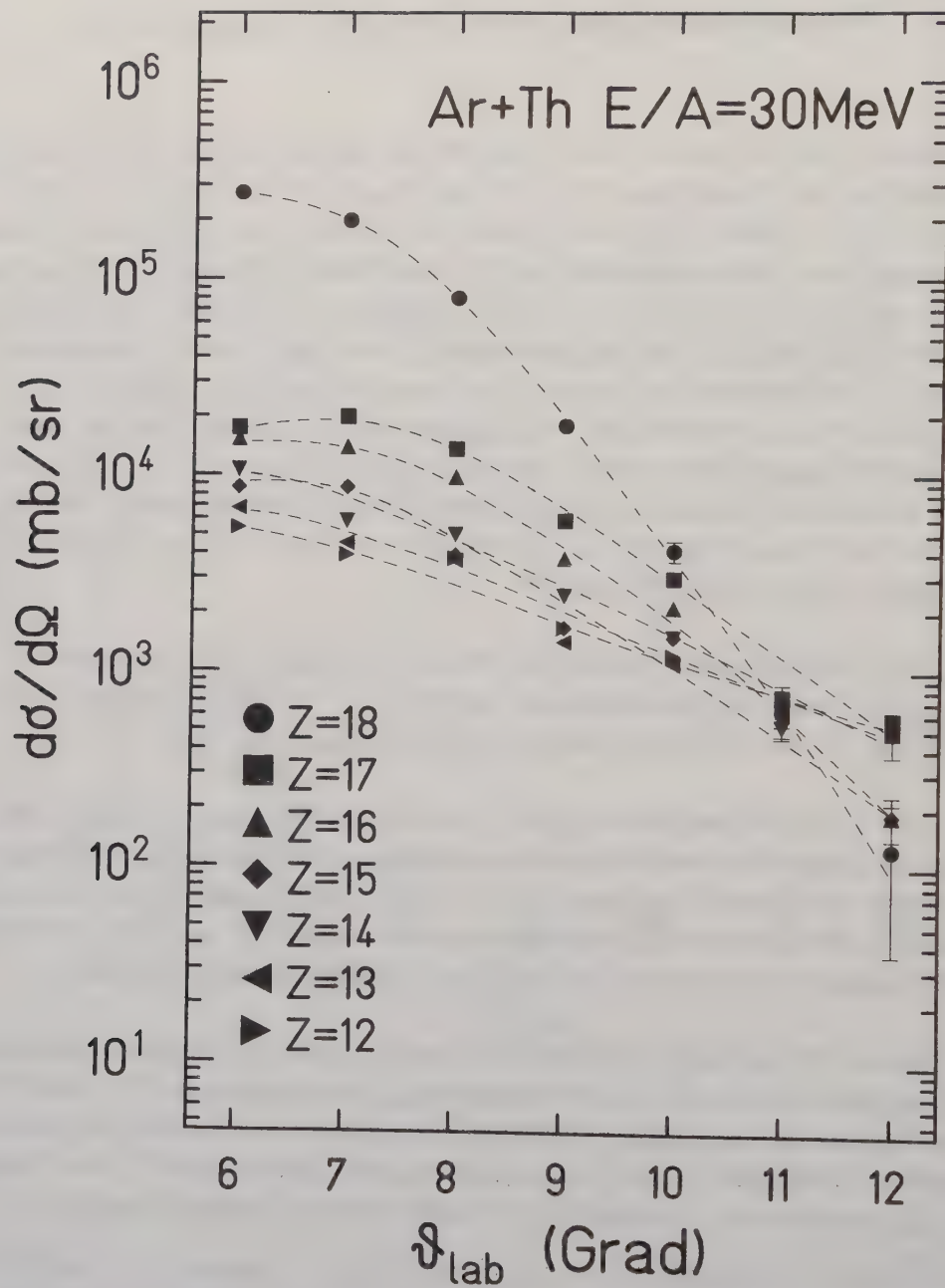


Abbildung 11: Inklusive Winkelverteilung der Projekttilfragmente mit $Z=12$ bis 18 für die Reaktion Ar+Th bei 30 MeV/Nukleon. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

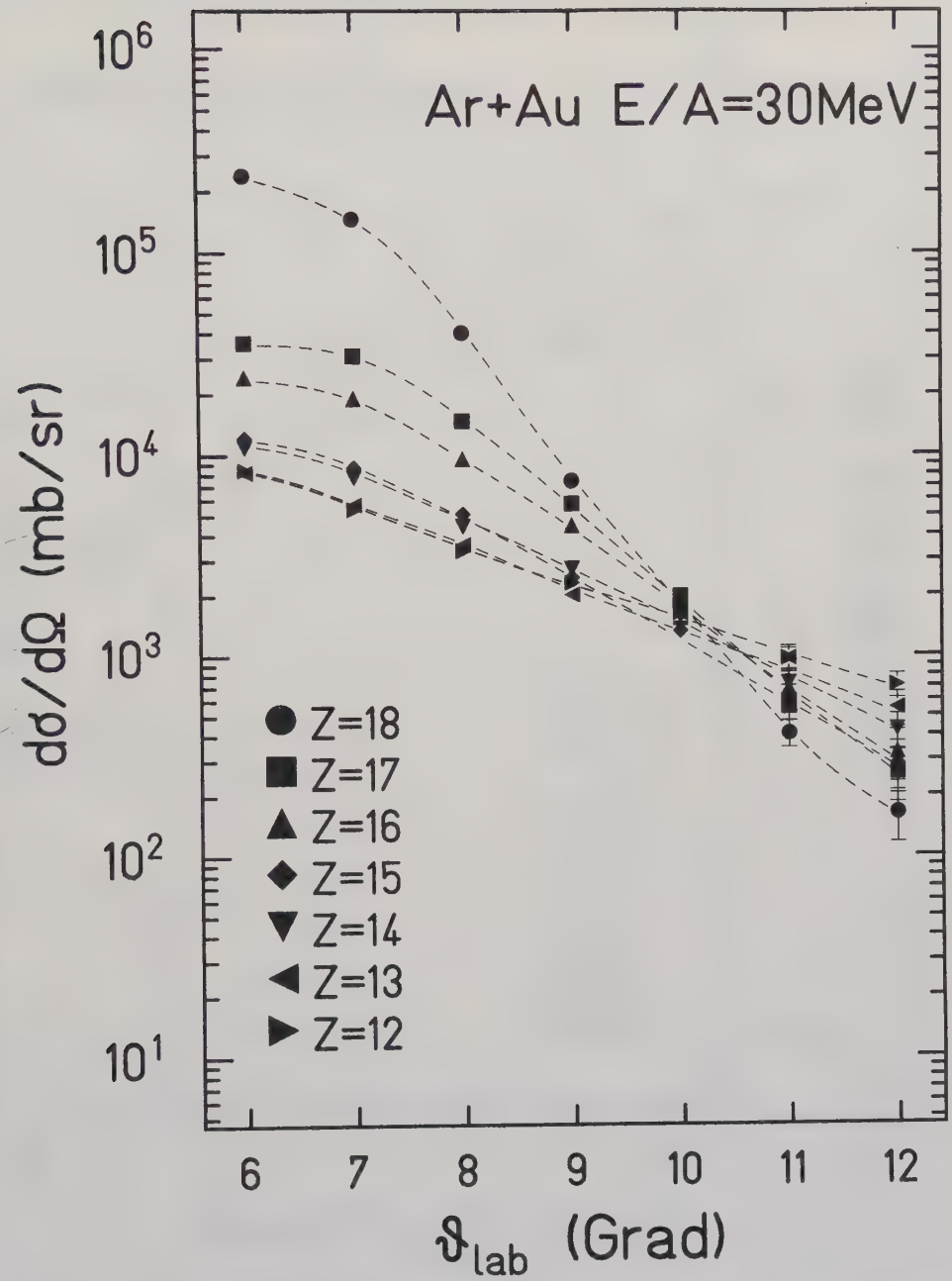


Abbildung 12: Inklusive Winkelverteilung der Projektilfragmente mit $Z=12$ bis 18 für die Reaktion Ar+Au bei 30 MeV/Nukleon. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

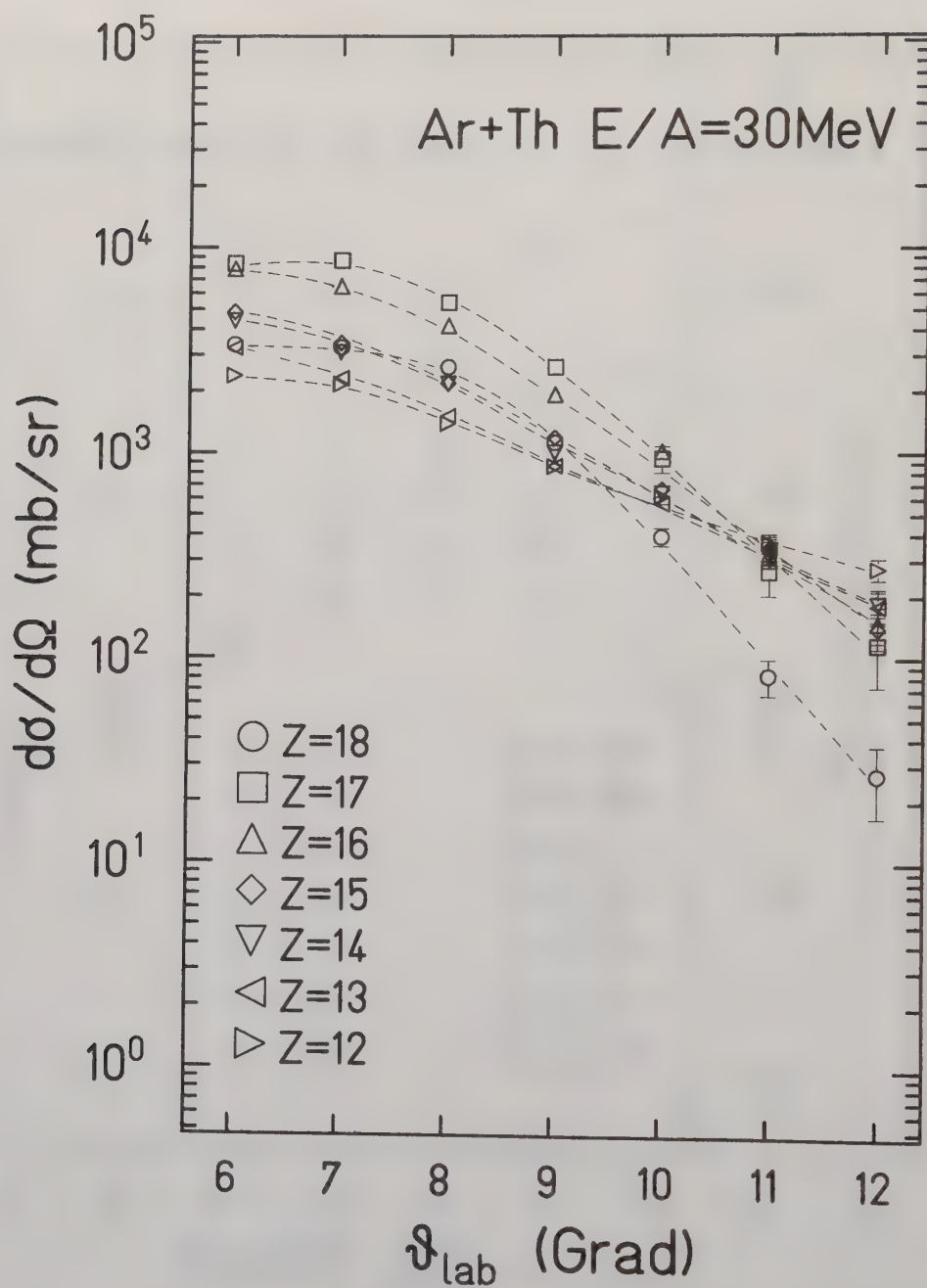


Abbildung 13: Winkelverteilung der Projekttilfragmente mit $Z=12$ bis 18 für die Reaktion $\text{Ar}+\text{Th}$ bei 30 MeV/Nukleon in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

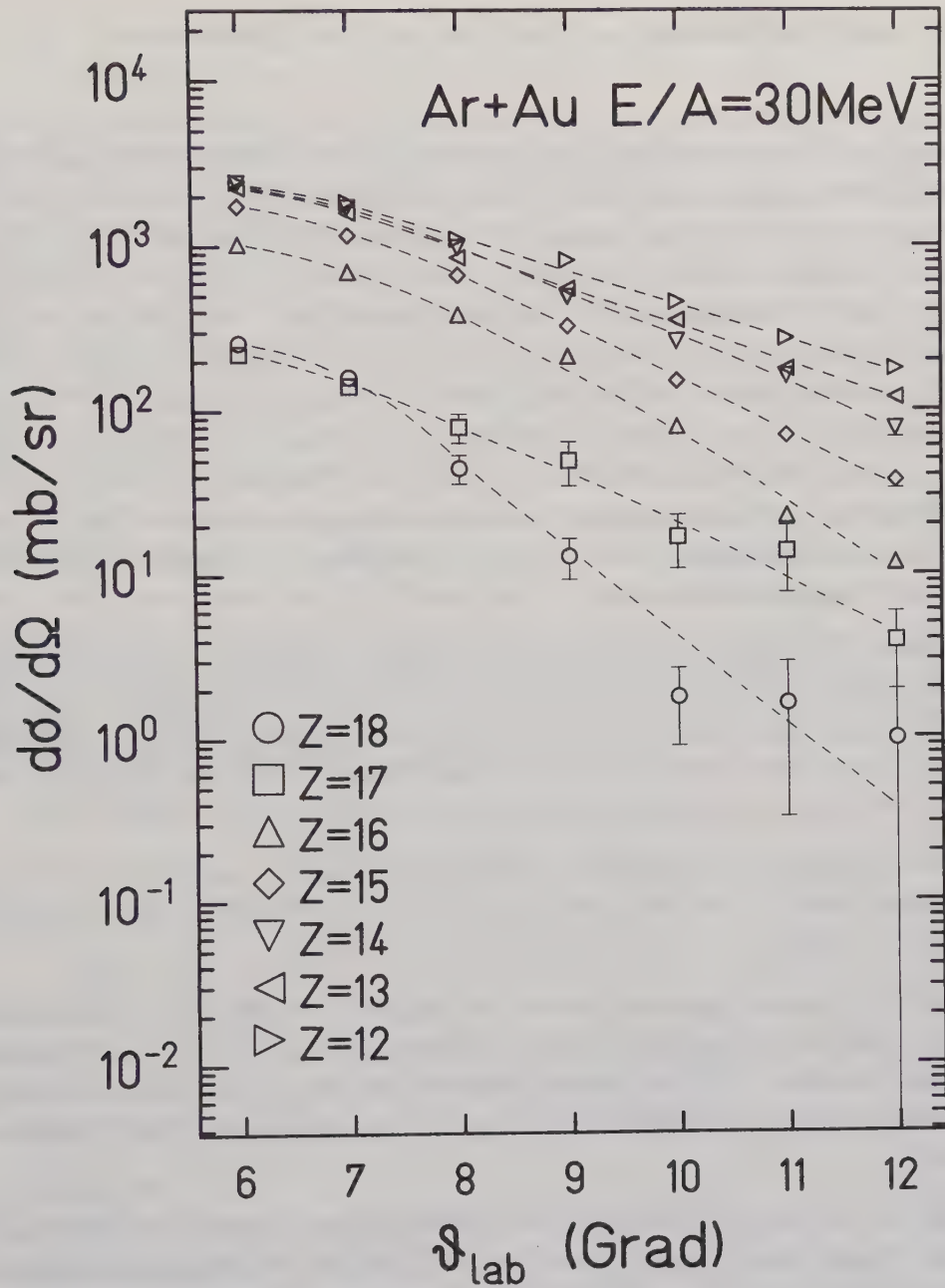


Abbildung 14: Winkelverteilung der Projektilfragmente mit $Z=12$ bis 18 für die Reaktion Ar+Au bei 30 MeV/Nukleon in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

4.3 Impulsbilanz

Da die direkte Messung der Anregungsenergie experimentell schwierig durchzuführen ist, wird im Rahmen dieser Arbeit eine Impulsbilanz aufgestellt, um Modellvorstellungen zu überprüfen. Eine solche Bilanz zeigt, wieviel Impuls auf den Targetkern übertragen worden ist, und wieviel Impuls das Projektilfragment von seinem Eingangsimpuls behalten hat. Interessant dabei ist, inwieweit Target- und Projektilimpuls miteinander korreliert sind. Bestehende Modellvorstellungen machen darüber keine hinreichenden Aussagen. Im sogenannten Feuerball-Modell[Wes76] existiert zwar eine Wechselwirkung zwischen Projektil und Feuerball und eine zwischen Target und Feuerball, dagegen gibt es keine Korrelation zwischen Spectator 1 (Projektil) und Spectator 2 (Target). Dieses Modell wurde bei relativistischen Einschußenergien entwickelt [Gos77] und konnte auch bei Messungen im mittleren Energiebereich [Rab86,Gla83,Fat87] erfolgreich angewendet werden.

Andere Messungen bei 15-30 MeV/Nukleon [Jah83,Wal85,Mer86,Pin86] haben gezeigt, daß bei der Produktion von Fragmenten mit Massen nahe der Projektilmasse deren Energiespektren durch Rechnungen von Transferreaktionen gut reproduziert werden können. Diese Messungen deuten daraufhin, daß es eine Korrelation zwischen Projektil- und Targetfragmenten geben muß.

Um Aussagen über Reaktionsmechanismen machen zu können, wird im folgenden versucht, eine Impulsbilanz von Projektilfragment und Targetrestkern aufzustellen.

Für die Projektilfragmente konnte der Impuls direkt aus den beobachteten Größen Energie und Ladungszahl bzw. Flugzeit, Flugstrecke und Ladungszahl bestimmt werden. Für die Massen wurden die von V. Borrel et al.[Bor86] gemessenen Isotopenhäufigkeiten für das System Ar+Au bei 44MeV/Nukleon benutzt.

Bei der Messung der Energie der Projektilfragmente wurde der Energieverlust im Target, in der Ring-IC, dem Ring-PPZ und im PPZ der Ionisationskammer berücksichtigt. Es wurde keine Energiekorrektur bezüglich der Verdampfung von Teilchen durchgeführt. Das bedeutet, daß die Masse des nachgewiesenen Projektilfragments keine primäre, sondern eine sekundäre Größe ist. Die Emission vom Projektilfragment wird in Kap.4.7.2 diskutiert.

4.3.1 Bestimmung der Longitudinalkomponente des linearen Impulstransfers

Zur Bestimmung des Rückstoßimpulses des Targetkerns wurde im Gegensatz zu den meisten anderen Experimenten [Pfl83, Pol84], die außer dem Öffnungswinkel die Masse und Geschwindigkeit der Spaltfragmente messen, eine kinematische Analyse durchgeführt, da keine absoluten Zeiten zur Verfügung standen. Die absolute Zeiteichung anhand des Maschinenzeitsignals des Zyklotrons zeigte, daß die Rekonstruktion des Zeitnullpunkts nur mit einer Genauigkeit von ca. 3 ns möglich war, da das Zeitsignal des Zyklotrons zu breit war. Um die Rückstoßgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von ca. 10% bestimmen zu können, hätte man eine absolute Zeitauflösung von ≈ 1 ns benötigt.

Da somit keine absoluten Zeiten zur Verfügung standen, wurde zur kinematischen Analyse der Öffnungswinkel und die Flugzeitdifferenz zwischen den Spaltfragmenten benutzt. Deren relative Zeitauflösung betrug ~ 1 ns. Zur Bestimmung der longitudinalen Komponente des Rückstoßimpulses wurde folgendes Verfahren verwendet [Mül82]. Wie aus Abb.15 ersichtlich kann aus den gemessenen Größen $\Delta t = t_1 - t_2$, ϑ_1 und ϑ_2 unter der Annahme $m_1 + m_2 = m_T$ die Rückstoßgeschwindigkeit $v_{||rec}$ bestimmt werden.

$$\cot \Theta_{CM} = \frac{-\sin \vartheta_d - \mu \cdot \sin \vartheta_s}{2 \cdot \sin \vartheta_1 \cdot \sin \vartheta_2} \quad (1)$$

$$v_{||rec} = \frac{1}{4} \cdot v_{rel} \cdot \frac{(\sin \vartheta_s + \mu \cdot \sin \vartheta_d) \cdot \sin \Theta_{CM}}{\sin \vartheta_1 \cdot \sin \vartheta_2} + 2\mu \cos \Theta_{CM} \quad (2)$$

$$\Delta t_{12} = \frac{2}{v_{rel}} \cdot \frac{(1 + \mu)l_1 \sin \vartheta_1 - (1 - \mu)l_2 \sin \vartheta_2}{(1 - \mu^2) \cdot \sin \Theta_{CM}} \quad (3)$$

Dabei sind

$$\vartheta_s = \vartheta_1 + \vartheta_2$$

$$\vartheta_d = \vartheta_1 - \vartheta_2$$

$$\mu = (m_1 - m_2)/m_T$$

l_1, l_2 : Flugstrecke der Spaltfragmente

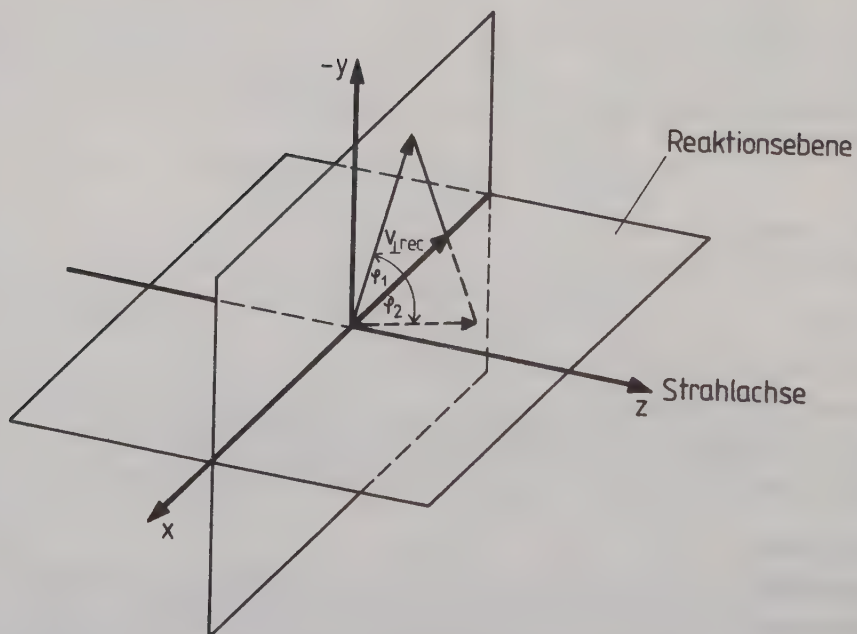
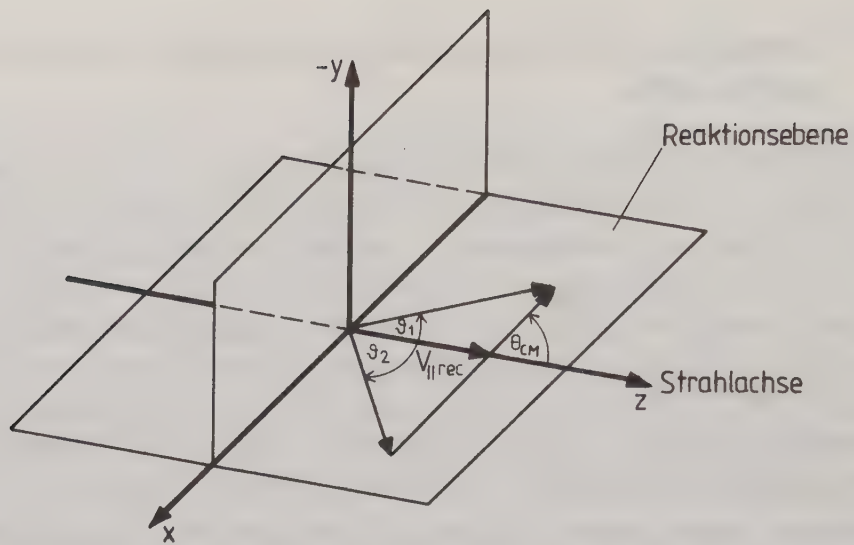


Abbildung 15: Skizze der kinematischen Verhältnisse zur Rekonstruktion von $v_{||rec}$ (oben) und $v_{\perp rec}$ (unten). Die Strahlachse zusammen mit der Richtung des Projektilfragments definieren die Reaktionsebene.

Für die Relativgeschwindigkeit zwischen den Spaltfragmenten wurde der aus der Systematik von V.E. Viola et al. [Vio85] gewonnene Wert von 2.3 cm/ns, der weitgehend unabhängig von der Masse des spaltenden Kerns ist, benutzt. Dieser Wert wurde unabhängig von dieser Systematik ferner von E.C. Pollacco et al. [Pol84] für das System Ar+Au bei 44 MeV/Nukleon nochmals verifiziert. Da Gl. 1-3 zwar eindeutig die gesuchten Größen Θ_{CM} , $v_{||rec}$ und μ bestimmen, sich aber nicht nach diesen Größen auflösen lassen, muß man mit Hilfe des folgenden Iterationsverfahrens die drei Größen bestimmen:

Zuerst berechnet man aus Gl.1 und 2 mit $\mu = 0$ Θ_{CM} und $v_{||rec}$ und bestimmt dann aus Gl.3 wieder μ . Den so berechneten Wert für μ setzt man erneut in Gl.1 und 2 ein und berechnet wieder Θ_{CM} und $v_{||rec}$ usw. Dieses Verfahren konvergiert nach 3-4 Iterationen mit einer Genauigkeit für μ von kleiner als 1%. Abb.16 zeigt die mit diesem Verfahren ermittelte Verteilung von μ für Thorium (links) und Gold (rechts). Man erkennt, daß für beide Targets die Verteilung für $\mu = 0$, d.h. $m_1 = m_2$, maximal ist, und somit die symmetrische Spaltung dominiert. Die Breite der Verteilung liegt in guter Übereinstimmung mit gemessenen Halbwertsbreiten der Massenverteilung für Spaltkerne mit der Reaktion $^{20}\text{Ne} + \text{Au, Bi}$ bei 30 MeV/Nukleon [LaR83] sowie mit gemessenen Massenverteilungen bei vergleichbaren Anregungsenergien der Spaltkerne [And84].

Die auf diese Weise bestimmte Rückstoßgeschwindigkeit wird im Mittel nicht von nachfolgenden Prozessen, wie z.B. der Nukleonenverdampfung beeinflusst und ist somit eine primäre Größe, da auch die Violageschwindigkeit wie oben erwähnt nahezu unabhängig von der Masse des spaltenden Kerns ist. Zur Berechnung des Rückstoßimpulses $p_{||rec}$ wird die Targetmasse m_T benutzt: $p_{||rec} = m_T \cdot v_{||rec}$. Dabei ist berücksichtigt, daß einerseits Nukleonen auf den Targetkern transferiert werden (Kap.4.4), andererseits Präequilibriumsteilchen verloren gehen. Das bedeutet, daß die Unsicherheit bei der Massenannahme vernachlässigt werden kann und der so bestimmte Impuls eine primäre Größe ist.

Bei dem oben benutzten Verfahren wird angenommen, daß die transversale Impulskomponente vernachlässigt werden kann. Die Gültigkeit dieser Annahme wurde mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen überprüft. Dabei wurden die Geschwindigkeitsverteilungen für die parallele und die transversale Komponente wie sie mit Gl.1-3 bzw. Gl.4 und 5 (Kap.4.3.2) ermittelt werden benutzt und die

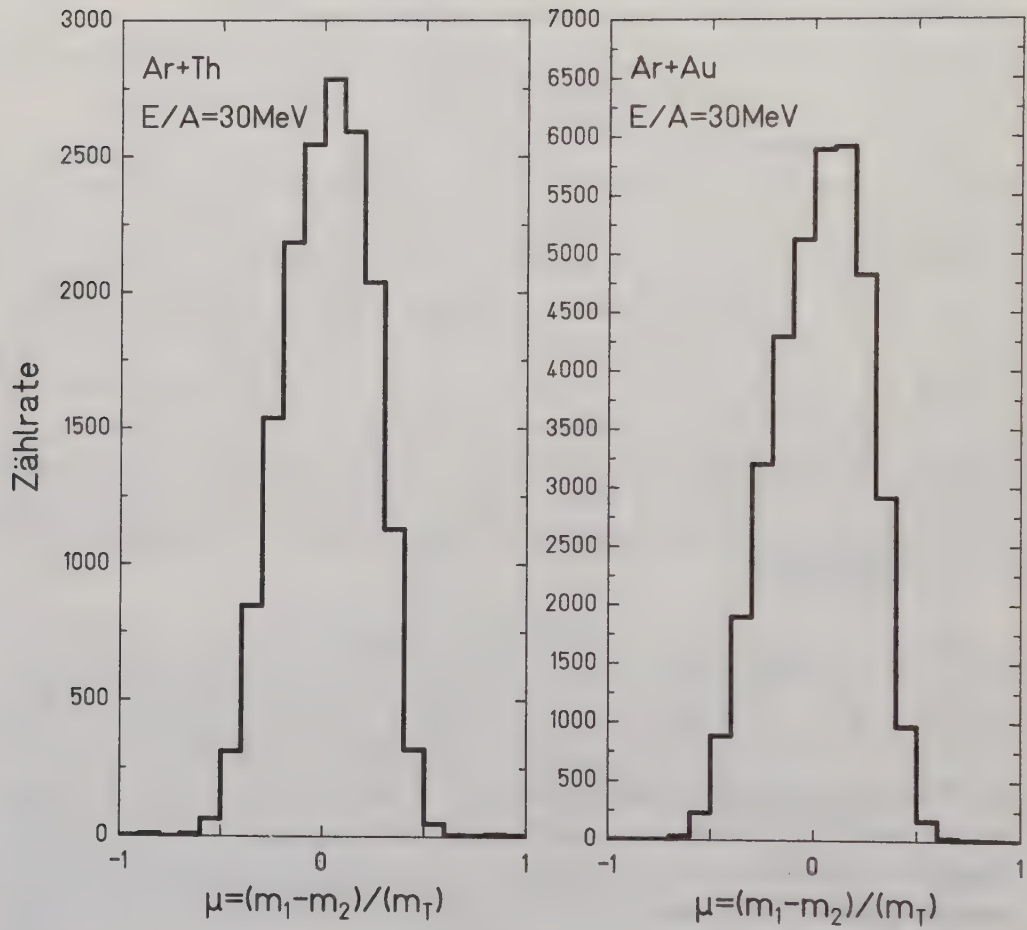


Abbildung 16: Die mit Hilfe der Gl.1-3 bestimmte Verteilung der Massendifferenzen der Spaltfragmente für Thorium (links) und Gold (rechts). Die Verteilungen sind für $\mu=0$, d.h. für symmetrische Spaltung, maximal.

Gesamtrückstoßgeschwindigkeit berechnet. Nach der Transformation des Spalt ereignisses vom Schwerpunkts- ins Laborsystem und unter Berücksichtigung der Neutronenverdampfung mit einer Maxwell-Boltzmann Verteilung, wurde geprüft, ob beide Spaltfragmente im SIH nachgewiesen werden können. Wenn diese Bedingung erfüllt war, wurde der Öffnungswinkel der beiden Spaltfragmente bestimmt und mit dem experimentellen ϑ_s -Spektrum verglichen. Damit konnte der Einfluß der transversalen Komponente auf den Öffnungswinkel geprüft werden. Es zeigte sich, daß selbst in Stößen mit z.B. $Z=17$, in denen der Transversalimpuls größer als der Longitudinalimpuls ist (siehe Kap.4.3.2), die Verteilung des Öffnungswinkels nur unwesentlich beeinflusst wird. Ein Transversalimpuls von 1.1 GeV/c (für $Z=17$, Th) beeinflusst das Maximum der Verteilung im Mittel nicht und verbreitert die Verteilung um $\pm 4^\circ$. Das bedeutet, daß der Transversalimpuls bei der Bestimmung von $p_{||}$ vernachlässigt werden kann, jedoch nicht, weil er klein im Verhältnis zum Longitudinalimpuls ist, sondern weil er unter den gegebenen Bedingungen keinen signifikanten Einfluß auf den Öffnungswinkel hat. Da der Transversalimpuls von 1.1 GeV/c für den Thoriumkern einer Geschwindigkeit von 0.2 cm/ns entspricht, ist dieser Wert im Vergleich zur Viola Geschwindigkeit klein und beeinflusst daher den Öffnungswinkel nicht wesentlich.

Abb.17 zeigt als Beispiel die Verteilung des Longitudinalimpulses für Target- und Projektilfragment für $Z=15$ für Thorium (oben) und Gold (unten). Dabei gilt die obere Skala für den Projektilimpuls und die untere für den auf das Target übertragenen Impuls. Der Strahlimpuls betrug 9.5 GeV/c. Bei dieser Darstellung liegen die Mittelwerte der Verteilungen genau dann übereinander, wenn kein Impuls verloren gegangen ist, d.h. wenn der dem Projektilfragment fehlende Impuls vollständig auf den Targetkern übertragen worden ist. Je mehr Impuls durch nicht beobachtete Teilchen verloren gegangen ist, desto weiter liegen die Verteilungen auseinander. Dieser Anteil an nicht nachgewiesenem Impuls ist in Tabelle 2 (Kap.4.4) für beide Targets in Abhängigkeit der Ladungszahl des Projektilfragments aufgelistet.

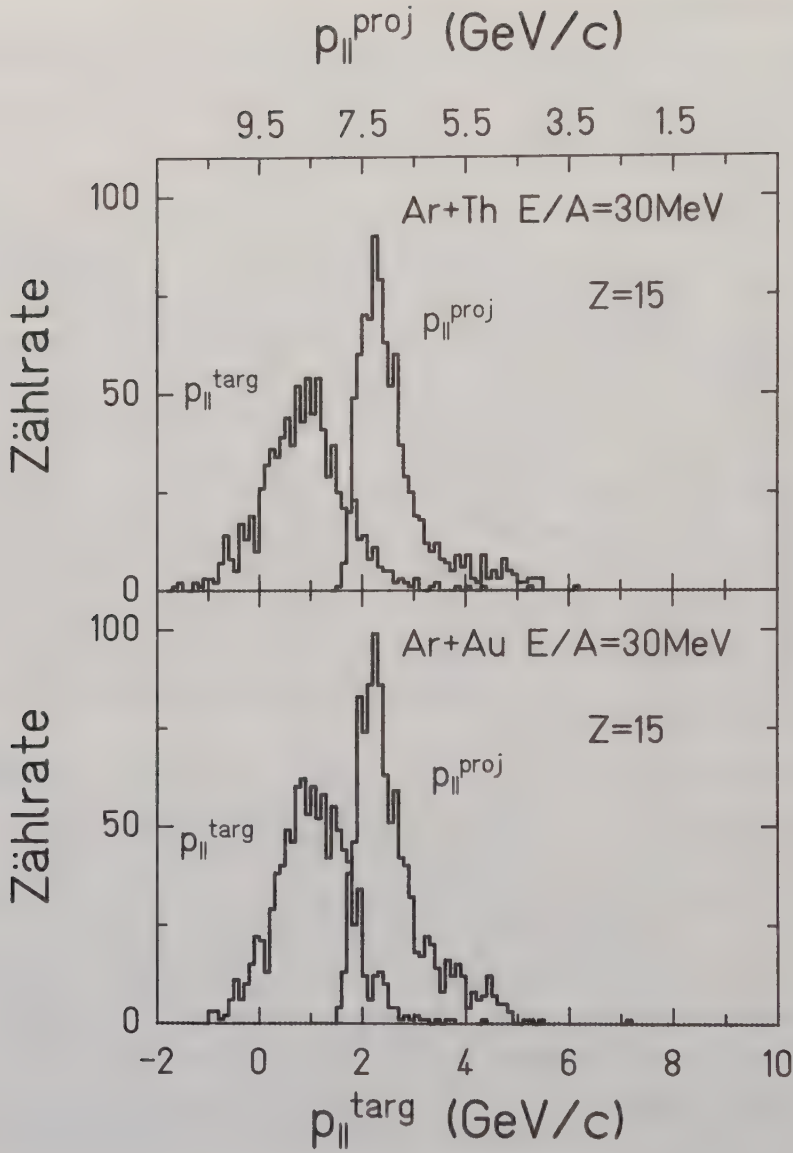


Abbildung 17: Die Impulsverteilung der longitudinalen Komponente von Projektil und Target für $Z_{\text{proj}}=15$. Die obere Skala zeigt den Projektilimpuls und die untere den auf das Target übertragenen Impuls. Der Strahlimpuls betrug 9.5 GeV/c. Bei dieser Darstellung liegen die beiden Verteilungen umso weiter auseinander, je größer der Anteil am Gesamtimpuls ist, der verloren gegangen ist.

4.3.2 Bestimmung der Transversalkomponente des linearen Impulstransfers

Um die x-Komponente (siehe Abb.15 unten) des Rückstoßimpulses zu bestimmen, wurden die Geschwindigkeitsvektoren der Spaltfragmente auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse (xy-Ebene) projiziert. Abb.15 zeigt, daß in diesem Fall in den Gl.1 - Gl.3 die Winkel ϑ_1 und ϑ_2 gerade durch die Azimutwinkel φ_1 und φ_2 zu ersetzen sind. Außerdem muß für die Relativgeschwindigkeit v_{rel} deren Projektion auf die xy-Ebene verwendet werden, d.h. $v_{rel} \cdot \sin \Theta_{CM}$. Da μ schon aus Gl.1 - Gl.3 errechnet wurde, braucht man im Falle der Berechnung des Transversalimpulses keine Iteration mehr, sondern kann den Wert für μ benutzen, d.h. Gl.3 entfällt.

Somit wird aus Gl.1:

$$\cot \Phi_{CM} = \frac{-\sin \varphi_d - \mu \cdot \sin \varphi_s}{2 \cdot \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2} \quad (4)$$

und aus Gl.2:

$$v_{\perp rec} = \frac{1}{4} \cdot v_{rel} \cdot \sin \Theta_{CM} \cdot \frac{(\sin \varphi_s + \mu \cdot \sin \varphi_d) \cdot \sin \Phi_{CM}}{\sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2} + 2\mu \cos \Phi_{CM} \quad (5)$$

Dabei sind

$$\varphi_s = \varphi_1 + \varphi_2$$

$$\varphi_d = \varphi_1 - \varphi_2$$

Abb.18 zeigt als Beispiel die Transversalkomponenten für $Z=13$ für beide Targetkerne. Die breitere Verteilung der Targetkomponente ist durch die Evaporation leichter Teilchen bedingt, die aber den mittleren Wert der Verteilung nicht verändert, da die Emission isotrop erfolgt. Daher wird die Verdampfung leichter Teilchen vom Restkern in der Impulsbilanz von Kap.4.4 nicht weiter berücksichtigt.

Die schmale Verteilung der Projektilfragmente ist durch den kleinen Öffnungswinkel der Ionisationskammer bedingt. Die Verdampfung vom Projektilfragment wird in Kap.4.7.2 diskutiert.

Mit Gl.1-5 ist es möglich, sowohl die transversale als auch die longitudinale Komponente des auf den Targetkern übertragenen Impulses aus der Orts- und

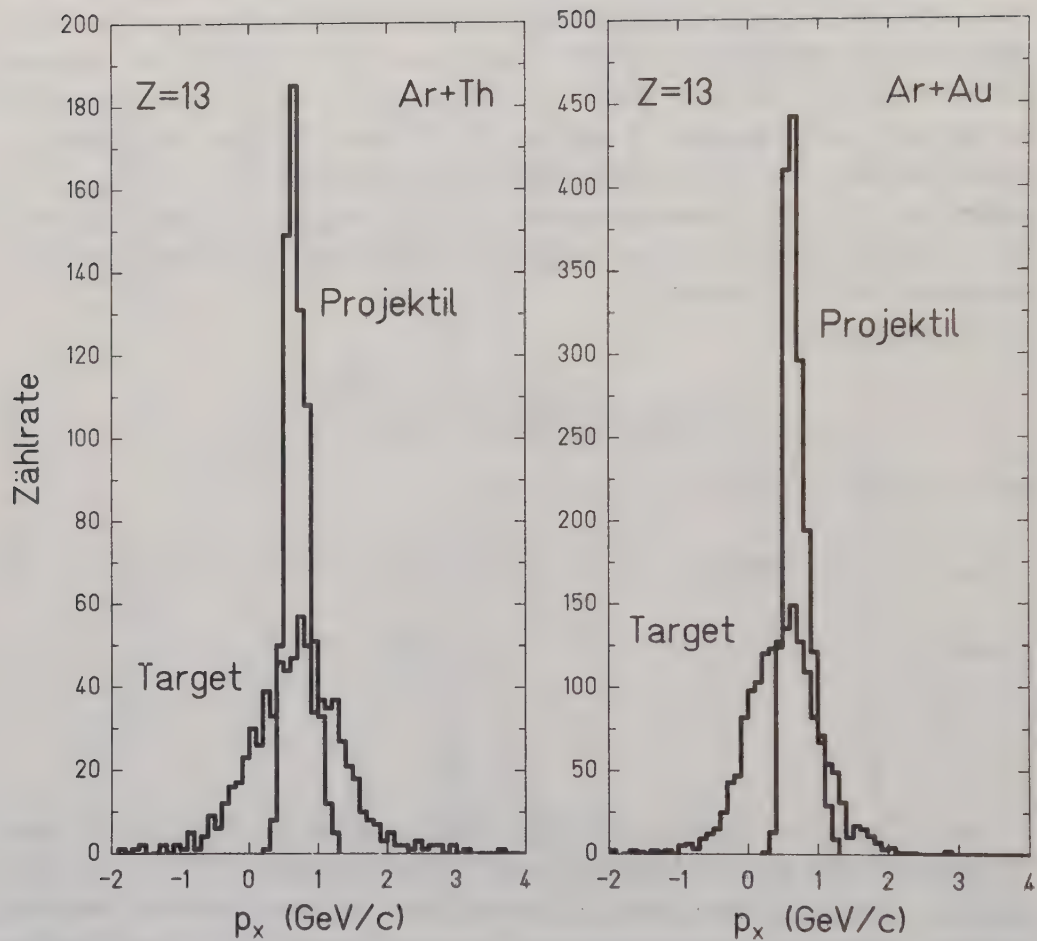


Abbildung 18: Die Impulsverteilung der transversalen (x-) Komponente von Target und Projektilfragment mit $Z=13$ für Thorium (links) und Gold (rechts). Im Mittel sind die beiden Komponenten gleich groß. Die breitere Verteilung der Targetkomponente wird durch die Evaporation leichter Teilchen verursacht. Die schmale Verteilung der Projektilkomponente liegt im kleinen Raumwinkel der Ionisationskammer begründet.

relativen Zeitmessung der Spaltfragmente zu bestimmen. Abb.19 und 20 zeigen in Abhängigkeit von der Ladungszahl der Projektilfragmente, die vollständig in der Ionisationskammer gestoppt werden konnten, den mittleren transversalen und longitudinalen Impulsübertrag für Th und Au. Zum Vergleich sind außerdem die beiden Mittelwerte der Impulskomponenten der Projektilfragmente aufgetragen. Die angegebenen Fehler entsprechen den Halbwertsbreiten der Impulsverteilungen.

Vergleicht man die transversalen Impulskomponenten von Projektil und Target, so erkennt man, daß diese unabhängig von der Ladung des Projektilfragments im Mittel gleich groß sind. Darüberhinaus wurde für jedes Ereignis die Differenz von p_x des Projektilimpulses und p_x des Rückstoßimpulses gebildet. Für alle Projektilfragmente mit $12 \leq Z_{proj} \leq 17$ ist die Verteilung dieser Differenz bei Null maximal. Das bedeutet, daß auch ereignisweise die transversalen Komponenten von Projektil und Target im Mittel gleich groß sind. Abb.21 zeigt als Beispiel für das Thoriumtarget $p_x^{proj} - p_x^{targ}$ für $Z=17$. Die Breite der Verteilung von 0.8 GeV/c ist kleiner als die Breite der Impulsverteilung von p_x^{targ} , die 1.2 GeV/c beträgt (Abb.19). Wären p_x^{targ} und p_x^{proj} nicht miteinander korreliert, so müßte die Breite der Verteilung von $p_x^{proj} - p_x^{targ}$ mindestens die Breite von p_x^{targ} besitzen. Da dies für $Z=17$ nicht der Fall ist, zeigt nicht nur die Lage des Maximums, sondern auch die Breite der Verteilung, daß man eine Korrelation zwischen Projektil- und Targetimpuls findet. Allerdings nimmt die Breite der Verteilung von $p_x^{proj} - p_x^{targ}$ für kleinere Projektilfragmente zu und wird für $Z=12$ genauso groß wie die Einzelverteilung p_x^{targ} , so daß dann anhand der Breiten keine eindeutigen Aussagen mehr möglich sind. Die Lage des Maximums bleibt wie oben erwähnt für alle Projektilfragmente konstant.

Die Beobachtung, daß Projektil- und Targetimpuls miteinander korreliert sind, widerspricht z.B. dem Goldhaber Modell [Gol74], das bisher auch im mittleren Energiebereich angewendet wurde [Ram84,Day86]. Im Rahmen des Goldhaber Bildes wird vorausgesetzt, daß der Impulsübertrag auf das Projektilfragment im Vergleich zu $\sigma_0 \sim 90$ MeV/c vernachlässigbar ist, was bei relativistischen Einschußenergien und auch noch bei 80-100 MeV/Nukleon gewährleistet ist. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigen, daß der Transversalimpuls des Projektilfragments in peripheren Stößen bis 1 GeV/c betragen kann (Abb.19) und daher im Vergleich zu σ_0 nicht mehr vernachlässigbar ist.

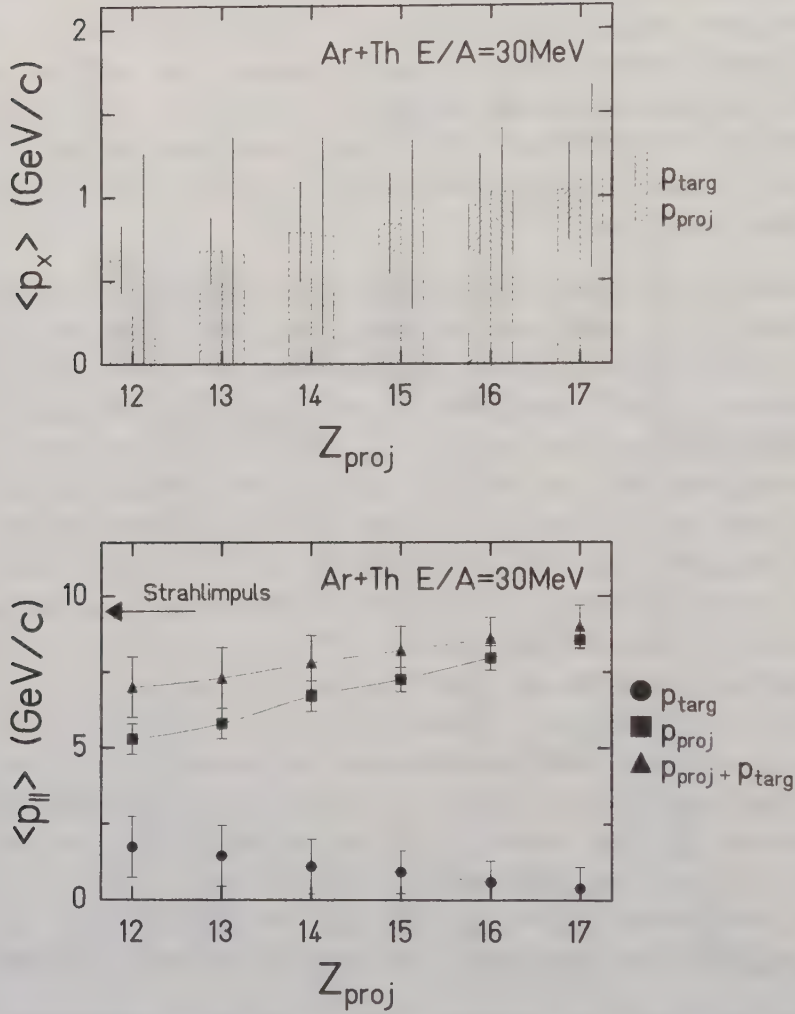


Abbildung 19: Im oberen Teil ist der mittlere Transversalimpuls für Th in Abhängigkeit von Z_{proj} für Projektilfragment und Target dargestellt. Man erkennt, daß beide Komponenten im Mittel gleich groß sind und für $Z=17$ die größten Werte annimmt.

Im unteren Teil ist die mittlere Longitudinalkomponente für Th in Abhängigkeit von Z_{proj} für Projektilfragment und Target dargestellt. Während p_{proj} mit kleiner werdendem Z_{proj} abnimmt, steigt p_{targ} an. Der Projektilimpuls betrug 9.5 GeV/c. Die Linien dienen zur Verdeutlichung des Kurvenverlaufs.

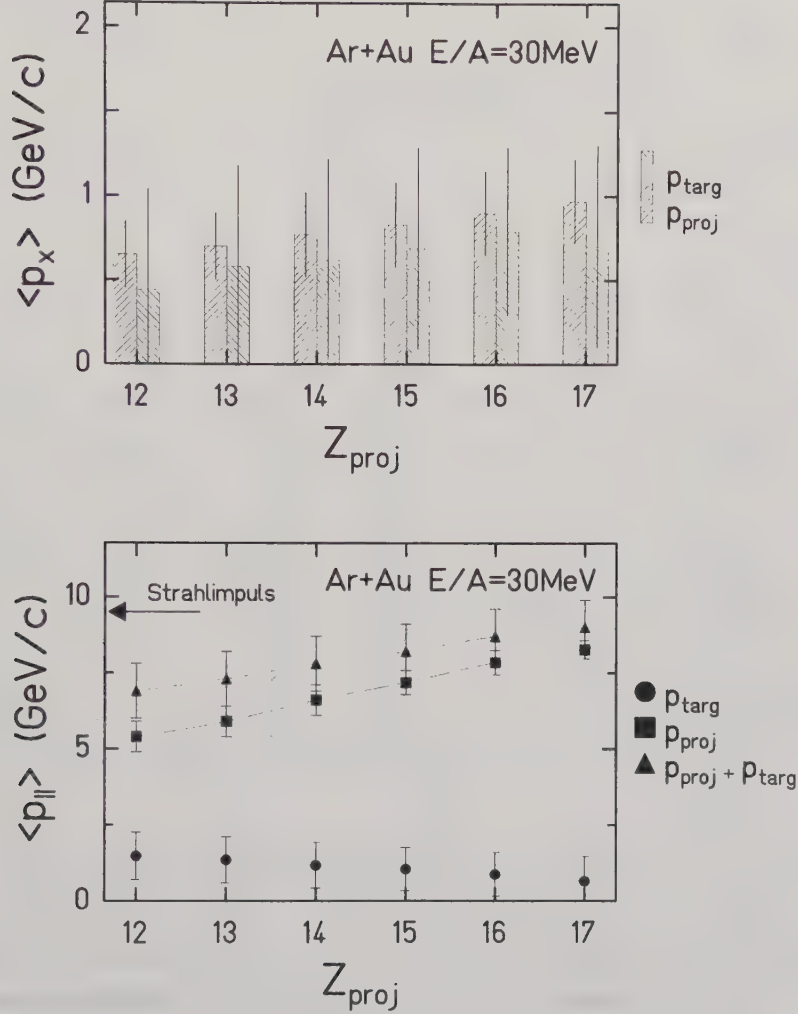


Abbildung 20: Im oberen Teil ist der mittlere Transversalimpuls für Au in Abhängigkeit von Z_{proj} für Projekttilfragment und Target dargestellt. Man erkennt, daß beide Komponenten im Mittel gleich groß sind und für $Z=17$ die größten Werte annimmt.

Im unteren Teil ist die mittlere Longitudinalkomponente für Au in Abhängigkeit von Z_{proj} für Projekttilfragment und Target dargestellt. Während p_{proj} mit kleiner werdendem Z_{proj} abnimmt, steigt p_{targ} an. Der Projekttilimpuls betrug 9.5 GeV/c. Die Linien dienen zur Verdeutlichung des Kurvenverlaufs.

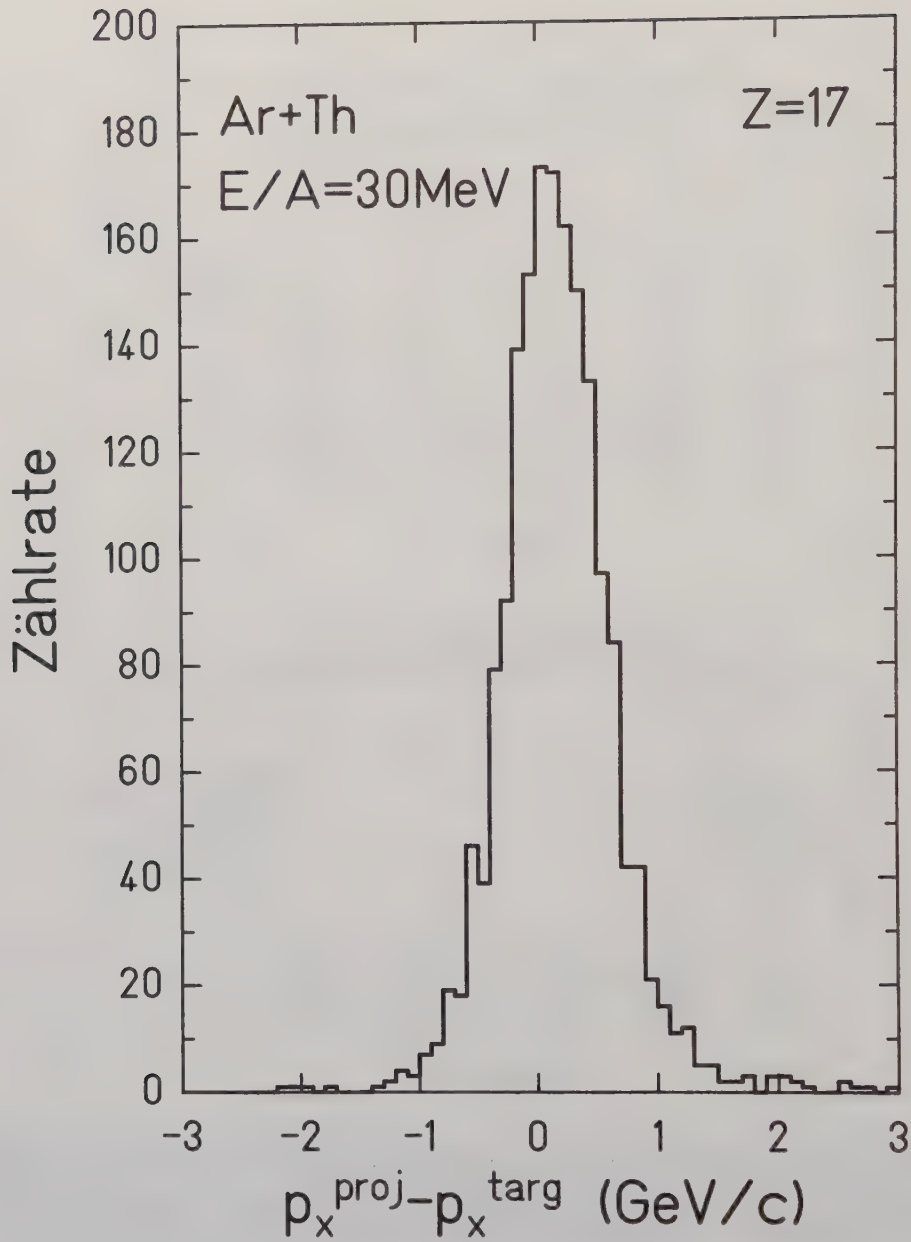


Abbildung 21: Die ereignisweise gebildete Differenz der x-Komponenten von Projektil- und Targetfragment für Th in Koinzidenz mit einem Projektilfragment mit $Z=17$. Die Verteilung zeigt bei Null das Maximum und verdeutlicht damit die Korrelation zwischen Projektil- und Targetimpuls.

Der Vergleich der longitudinalen und transversalen Komponente vom Targetkern zeigt, daß für ein nachgewiesenes Projektilfragment mit $Z=17$ bzw. 16 die transversale Komponente doppelt so groß wie die longitudinale ist. Da die transversalen Komponenten von Projektil- und Targetfragmenten im Mittel gleich groß sind, ist es möglich, unabhängig von der Größe der x-Komponente zur weiteren Analyse, d.h. zur Bestimmung der Anregungsenergie nur die longitudinalen Komponenten in Betracht zu ziehen.

Die Summe aus den longitudinalen Komponenten von Projektil und Target beträgt im Fall $Z=17$ für beide Targets 95% des Gesamtimpulses und verringert sich für $Z=12$ auf 74%. Die Differenz von Strahlimpuls (9.5 GeV/c) und der Summe der mittleren Impulse aus Target- und Projektilfragment kann z.B. durch Präequilibriumsemission erklärt werden [Gel77,Dye79]. Unter der Voraussetzung, daß diese Teilchen Strahlimpuls besitzen, d.h. 0.24 GeV/c pro Nukleon, läßt sich deren mittlere Anzahl berechnen. Unter der Annahme, daß die Präequilibriumsquelle zu gleichen Teilen aus Nukleonen von Projektil und Target besteht, erhält man die gleiche Anzahl von Teilchen, die aber jeweils nur die halbe Strahlgeschwindigkeit besitzen. Kennt man die Zahl der Präequilibriumsteilchen, kann mit Hilfe einer Massenbilanz die mittlere Zahl der transferierten Nukleonen und daraus die Anregungsenergie ermittelt werden. Dies wird im folgenden Kapitel beschrieben.

4.4 Bestimmung der primären Anregungsenergie

Zur Bestimmung der Anregungsenergie ergeben sich für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen zwei Möglichkeiten.

1. Die Anregungsenergie kann aus dem mittleren Impulsübertrag $\langle p_{||}^{tar} \rangle$ bestimmt werden. In diesem Fall wird angenommen, daß der Impulsübertrag ausschließlich durch die transferierten Nukleonen bestimmt wird, die mit Strahlenergie vom Projektil auf das Target übertragen werden. Die mittlere Zahl der transferierten Nukleonen kann somit aus $\langle p_{||}^{tar} \rangle$ dividiert durch den Strahlimpuls pro Nukleon (0.24 GeV/c) bestimmt werden. Diese Zahl liegt abhängig von Z_{proj} bei 2-7 Nukleonen. Multipliziert man diese Anzahl mit der Strahlenergie pro Nukleon, erhält man

die mittlere übertragene Anregungsenergie des Targetkerns. Die so ermittelten Anregungsenergien sind in Abb.24 für beide Targets dargestellt (offene Kreise).

2. Bestimmt man zuerst die Anzahl der Präequilibriumsteilchen, so kann durch eine Massenbilanz die Zahl der transferierten Nukleonen ermittelt werden. Zusammen mit der gemessenen Energie der Projektilfragmente läßt sich mit Hilfe der Berechnung von Transferreaktionen die Anregungsenergie bestimmen. Dieses Verfahren soll im folgenden an einem Beispiel erläutert werden.

Wurde ein Projektilfragment mit $Z=16$ nachgewiesen, so beträgt dessen Masse im Mittel nach V. Borrel et al. [Bor86] $\langle A_{proj} \rangle = 34$ und die Summe der Parallelimpulse von Target- und Projektilfragment im Mittel $8.6 \text{ GeV}/c$. Das bedeutet einen mittleren Impulsverlust durch die Emission leichter Teilchen von $\langle \Delta p \rangle = 9.5 - 8.6 = 0.9 \text{ GeV}/c$. Die mittlere Zahl dieser Teilchen mit Strahlimpuls ($0.24 \text{ GeV}/c$ pro Nukleon) beträgt somit $\langle \Delta A \rangle = 0.9/0.24 = 3.8$ Nukleonen. Daraus folgt für die mittlere Anzahl der transferierten Nukleonen

$$\langle A_{trans} \rangle = 40 - \langle A_{proj} \rangle - \langle \Delta A \rangle = 2.2 \text{ Nukleonen} \quad (6)$$

In den Tabellen 2a und 2b ist in Abhängigkeit von Z_{proj} und damit A_{proj} der mittlere Impulsverlust $\langle \Delta p \rangle$, die mittlere Anzahl der mit Strahlimpuls verlorenen Teilchen $\langle \Delta A \rangle$ und die mittlere Anzahl der transferierten Teilchen $\langle A_{trans} \rangle$ aufgelistet.

Da diese Werte nur Mittelwerte darstellen, können für Einzelereignisse diese Größen um 1-2 Masseneinheiten variieren. Außerdem ist zu beachten, daß die in [Bor86] gemessenen Isotopenhäufigkeiten inklusive Messungen sind. Da Thorium eine niedrige Spaltbarriere besitzt (siehe Kap.4.1), sollten die Differenzen von inklusiver und exklusiver Messung vernachlässigbar sein. Für das Goldtarget ist dieser Unterschied sicher größer (siehe auch Diskussion von Abb.25). Um aber zumindest eine Abschätzung durchführen zu können, wurden die Daten von Referenz [Bor86] dennoch benutzt.

Tabelle 2a: Massenbilanz für Thorium

Z_{proj}	$\langle A_{proj} \rangle$	$\langle \Delta p \rangle (GeV/c)$	$\langle \Delta A \rangle$	$\langle A_{trans} \rangle$
17	37	0.5	2.1	0.9 ± 0.2
16	34	0.9	3.8	2.2 ± 0.4
15	32	1.3	5.4	2.6 ± 0.5
14	30	1.7	7.1	2.9 ± 0.6
13	27	2.2	9.2	3.8 ± 0.8
12	25	2.5	10.4	4.6 ± 0.9

Tabelle 2b: Massenbilanz für Gold

Z_{proj}	$\langle A_{proj} \rangle$	$\langle \Delta p \rangle (GeV/c)$	$\langle \Delta A \rangle$	$\langle A_{trans} \rangle$
17	37	0.6	2.5	0.5 ± 0.1
16	34	0.8	3.3	2.7 ± 0.4
15	32	1.3	5.4	2.6 ± 0.5
14	30	1.7	7.1	2.9 ± 0.6
13	27	2.2	9.2	3.8 ± 0.8
12	25	2.6	10.8	4.2 ± 0.8

Mit den Daten aus Tabelle 2a und 2b kann folgende Transferreaktion berechnet werden:

Anstelle des Projektils ^{40}Ar benutzt man als Projektil ein Element mit $A = 40 - \langle \Delta A \rangle$. Damit schließt man diejenigen leichten Teilchen aus, die nichts zum Impulsübertrag beitragen. Mit Hilfe der gemessenen Energiespektren der Projektilfragmente, die in Abb. 22 und 23 dargestellt sind, ermittelt man den Q-Wert der Reaktion und erhält aus der Rechnung den Rückstoßwinkel α_{rec} . Die anhand dieser Rechnungen ermittelten Anregungsenergien sind ebenfalls in Abb. 22 und 23 in den oberen Skalen angegeben und in Abb. 24 in Abhängigkeit von Z_{proj} dargestellt (ausgefüllte Kreise).

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Transferreaktion mit ^{40}Ar als Projektil zu berechnen und dann den Mittelwert der gemessenen Energieverteilung der Projektilfragmente mit dem Verhältnis $\frac{40 - \langle A_{trans} \rangle}{\langle A_{proj} \rangle}$ zu multiplizieren. Diese Methode impliziert die Vorstellung, daß erst der Transfer einiger Nukleonen stattfindet und dann die Teilchen, deren Impuls nicht beobachtet wird, vom Projektilrest emittiert werden. Beide Methoden führen zu dem gleichen

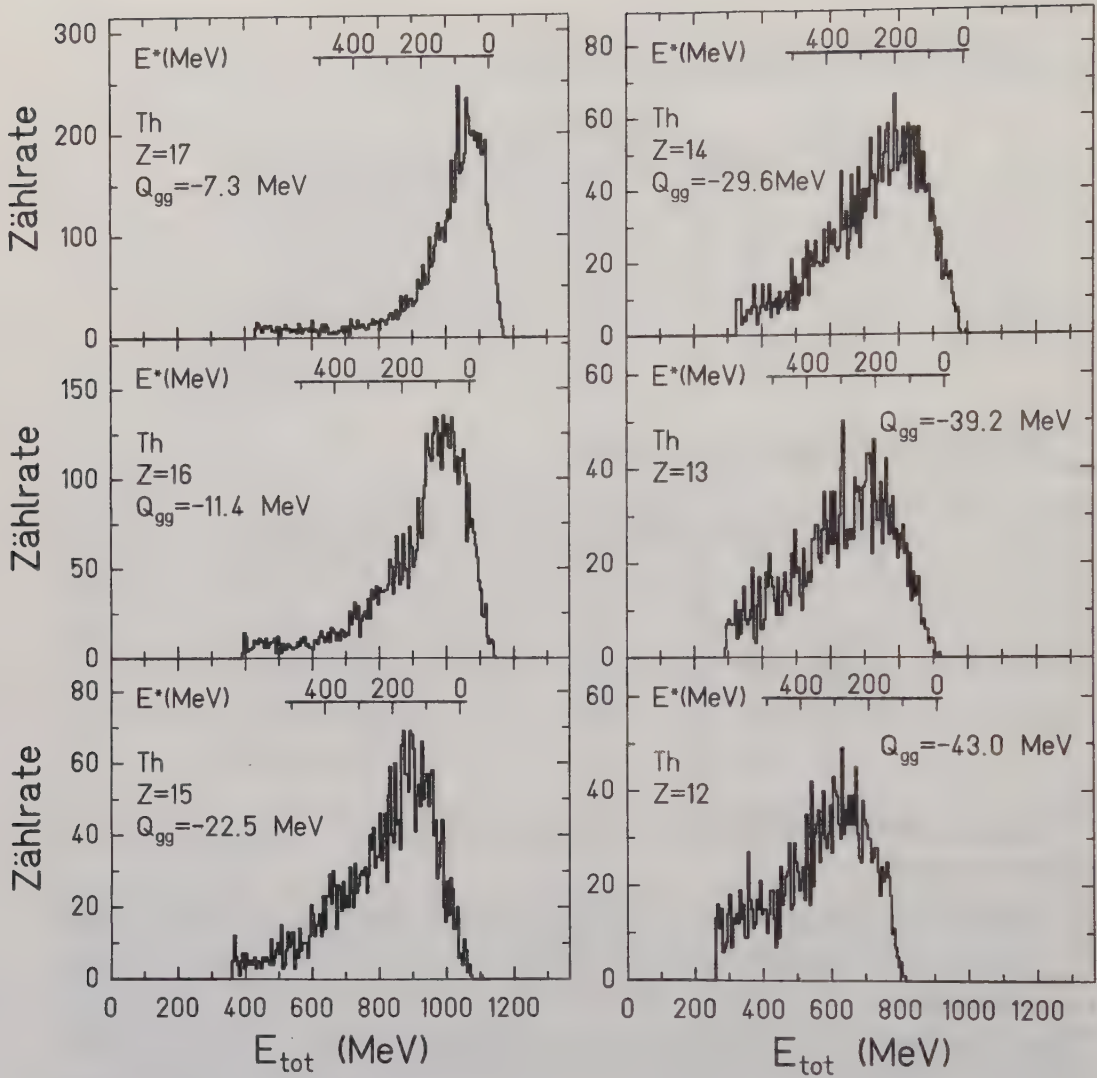


Abbildung 22: Inklusive Energiespektren der Projektilfragmente für Th im Winkelbereich um den Grazingwinkel $\vartheta_{graz}=9.5^\circ$. Die untere Energieschwelle ist durch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ionisationskammer bestimmt. Selbst für $Z=17$ ist eine deutliche Verbreiterung der Verteilung auf der niederenergetischen Seite zu beobachten, d.h. man erhält auch in sehr peripheren Reaktionen einen signifikanten Anteil an dissipativen Stößen. Die obere Skala zeigt die Anregungsenergie E^* in MeV, wie sie aus den im Text beschriebenen Transferreaktion errechnet werden kann.

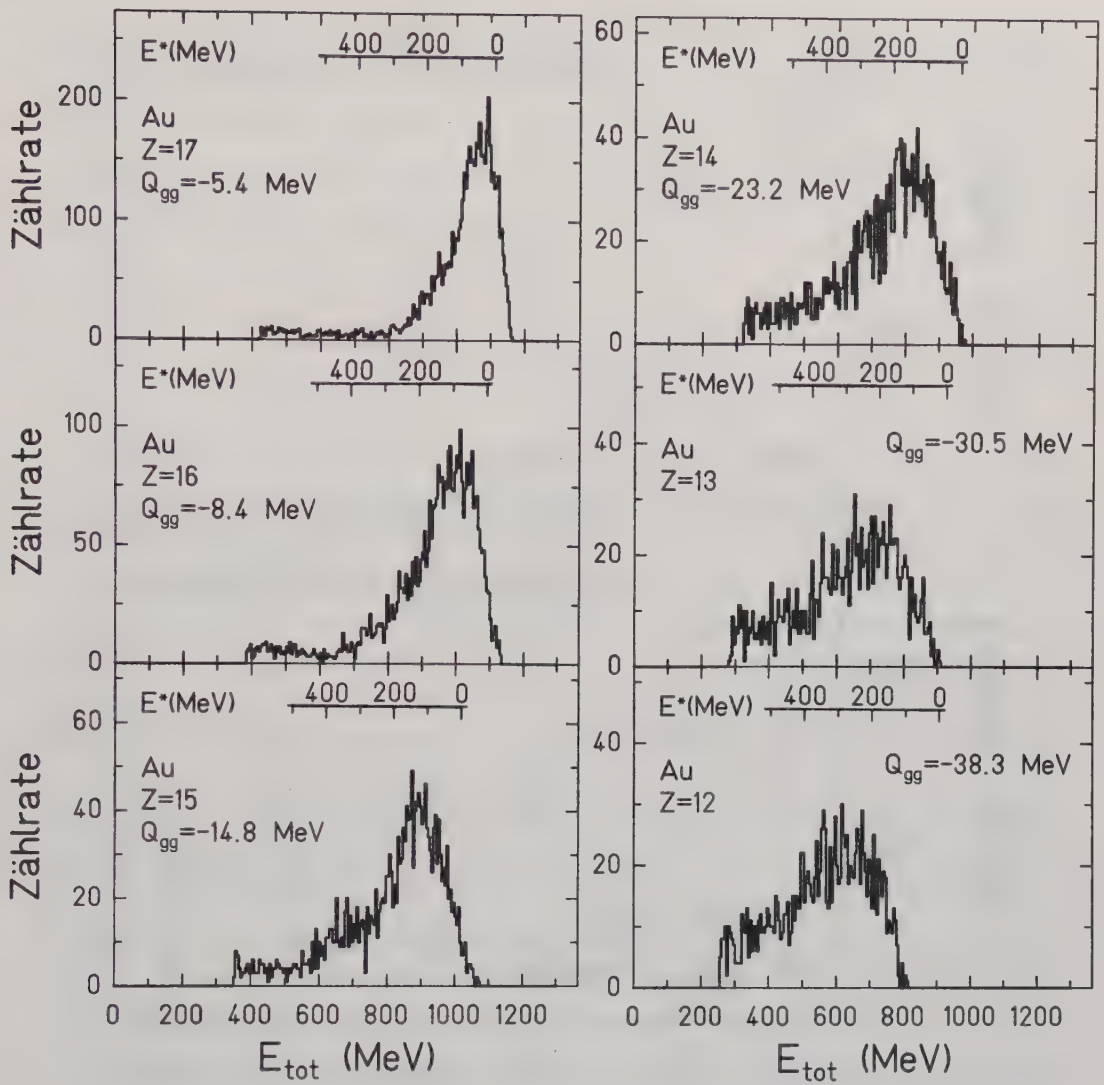


Abbildung 23: Inklusive Energiespektren der Projekttilfragmente für verschiedene Ladungszahlen für Gold im Winkelbereich um den Grazingwinkel (8.5°). Auch hier gelten die gleichen Beobachtungen wie für das Thoriumtarget (siehe Abb.22).

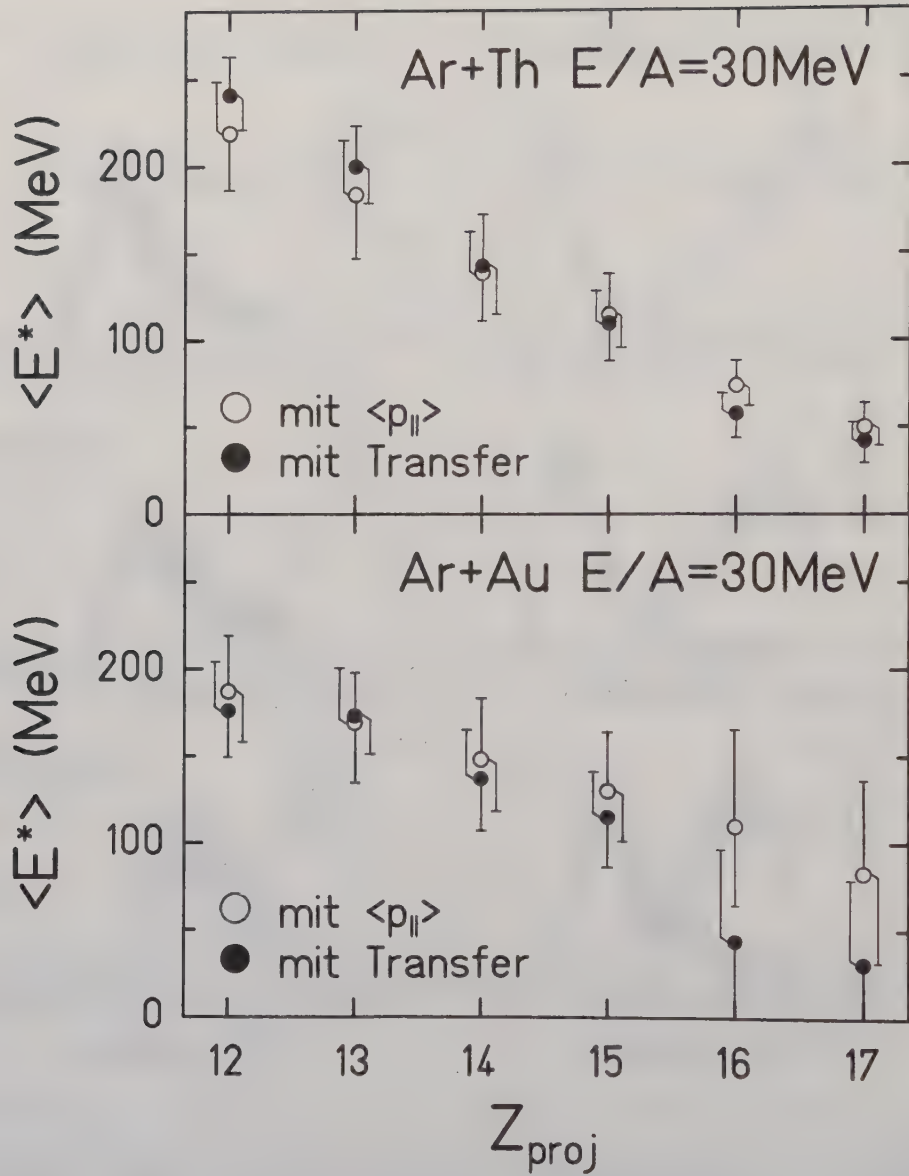


Abbildung 24: Die mittlere Anregungsenergie für Th und Au in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments. Mit abnehmendem Projektilfragment nimmt die Anregungsenergie zu. E^* wurde zum einen durch den linearen Impulsübertrag bestimmt (offene Kreise) und zum anderen durch Berechnungen von Transferreaktionen (ausgefüllte Kreise).

Rückstoßwinkel. Das bedeutet, daß man im Rahmen der bisher gemachten Überlegungen nicht unterscheiden kann, ob die leichten Teilchen aus der Überlappzone der Reaktion oder vom Projektilrest emittiert werden.

Der berechnete Wert kann mit dem gemessenen Rückstoßwinkel, wie er sich aus Gl.7 ergibt, verglichen werden.

$$\langle \alpha_{rec}^{gem} \rangle = \arctan\left(\frac{\langle p_x \rangle}{\langle p_{||} \rangle}\right) \quad (7)$$

Abb.25 zeigt den berechneten und den gemessenen Winkel α_{rec} für Projektilfragmente mit verschiedener Ladungszahl Z . Man erkennt für Th gute Übereinstimmung, die für Stöße mit $Z \geq 16$ am besten ist. Mit abnehmender Ladungszahl, d.h. zentraleren Kollisionen, wird die Diskrepanz größer. Für Au liegen die experimentellen Werte deutlich niedriger als die berechneten. Die gemessenen Rückstoßwinkel können nur dann reproduziert werden, wenn die Rechnungen mit einem 2-3 fach höheren Massentransfer durchgeführt werden. Dieser hohe Massentransfer steht aber im Widerspruch zu der oben dargestellten Impulsbilanz. Ein Grund für diese Abweichungen könnte die oben erwähnte Tatsache sein, daß die verwendeten Projektilmassen in inklusiven Messungen bestimmt wurden [Bor86]. Ein weiterer Grund besteht in der Bestimmung des gemessenen Rückstoßwinkels. Besonders für $Z=16$ und 17 ist beim Goldtarget die Statistik sehr gering und die Impulsverteilung sehr breit, so daß die Werte von p_x und $p_{||}$ mit einer sehr viel größeren Unsicherheit behaftet sind als für das Thoriumtarget.

Der Vergleich zwischen der mit Hilfe des linearen Impulsübertrags bestimmten Anregungsenergie und den mit der Transferreaktion berechneten Werten zeigt innerhalb der Fehlergrenzen gute Übereinstimmung. Die Abweichungen beim Goldtarget für $Z=16$ und 17 liegt an der großen Unsicherheit in der experimentellen Bestimmung von $p_{||}$ aufgrund der geringen Statistik für diese Spalt ereignisse.

Die Analysen zeigen, daß bei 30 MeV/Nukleon kein reiner Transferprozeß beobachtet wird, da leichte Teilchen emittiert werden. Daher kann der auf den Targetkern übertragene Impuls nicht allein aus dem Impuls des Projektilfragments bestimmt werden. Wie gezeigt wurde können die gemessenen

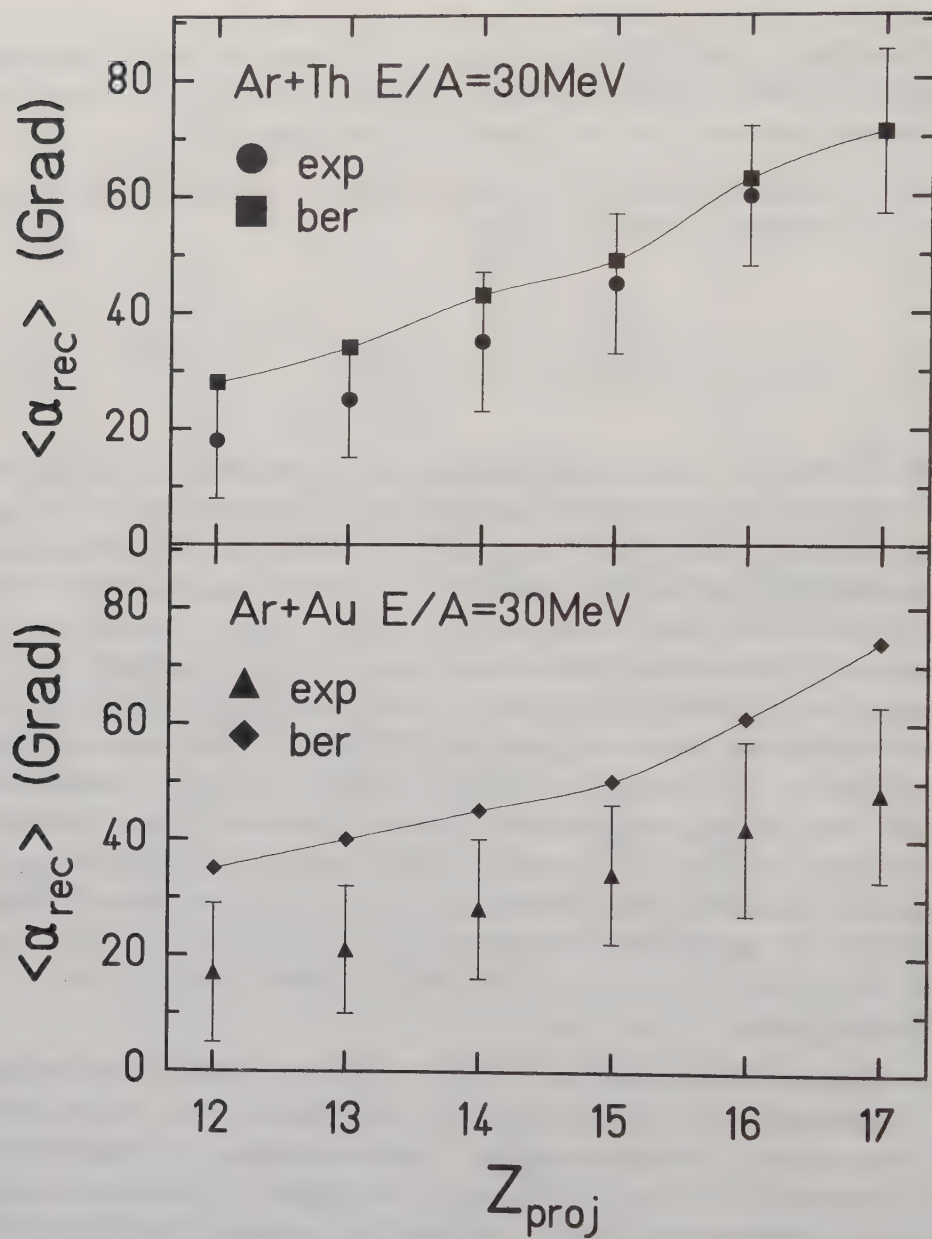


Abbildung 25: Der Rückstoßwinkel α_{rec} in Abhängigkeit von Z_{proj} . Die durchgezogene Linie zeigt die mit Hilfe der Transferreaktion berechneten Werte. Die experimentellen Daten sind mit Gl.7 bestimmt.

Rückstoßwinkel zumindest für Thorium gut durch die Annahme einer Transferreaktion beschrieben werden.

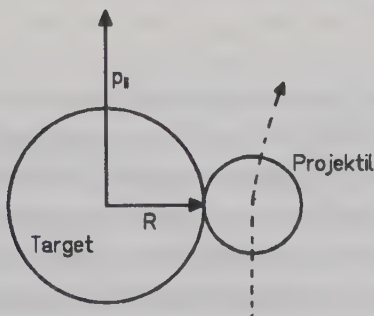
Offen bleibt die Frage nach den leichten Teilchen. Eine Möglichkeit besteht darin, daß diese Teilchen nach dem Transfer vom Projektilfragment emittiert werden (siehe auch Diskussion in Kap.4.7.2). Eine andere Möglichkeit ist, daß diese Teilchen zu Beginn der Reaktion emittiert werden und sowohl der Targetkern als auch das Projektilfragment davon unbeeinflußt bleiben. Messungen bei 20 MeV/Nukleon [Dye79,Bac80] und bei 25 MeV/Nukleon [Fat87] geben Hinweise darauf, daß der größte Teil des Impulsverlustes durch die Emission leichter Teilchen vor der Equilibrierung des Systems hervorgerufen wird.

4.5 Bestimmung des primären Drehimpulstransfers

Der in der Primärreaktion durch Nukleonttransfer übertragene Drehimpuls wird aus dem linearen Impulsübertrag wie er in Kap.4.3 ermittelt wurde und dem Stoßparameter bestimmt. Es wird dabei die klassische Vorstellung benutzt, daß

$$\vec{L} = \vec{b} \times \vec{p}$$

p bedeutet der lineare Impuls, d.h. $p = \langle p_{\parallel}^{tarq} \rangle$ wie in Abb.19 und 20 dargestellt. b bedeutet der effektive Stoßparameter für die übertragenen Nukleonen, d.h. es wird der Radius des Targetkerns benutzt, also $b = R = 1.2 \cdot A^{\frac{1}{3}}$. Diese Betrachtungsweise impliziert die Vorstellung eines Oberflächentransfers, wie die untenstehende Skizze verdeutlicht. Daher ist auch die Benutzung der Longitudinalkomponente des linearen Impulses anstelle des Gesamtimpulses gerechtfertigt.



Die so ermittelten Werte für den mittleren primären Drehimpulstransfer sind in Abb.26 für beide Targets in Abhängigkeit von Z_{proj} dargestellt. Diese Werte stellen sicher nur eine obere Grenze dar, da die Annahme, daß der Stoßparameter gleich dem Kernradius des Targets ist für $Z=17$ und 16 gerechtfertigt ist, für $Z \leq 14$ zweifelhafter ist, da dann der Überlappbereich von Projektil und Target größer ist. Eine Verringerung des Stoßparameters um 2 fm, was als Breite des Stoßparameterbereiches angenommen werden kann, führt zu einer Unsicherheit im primären Drehimpuls um 25%.

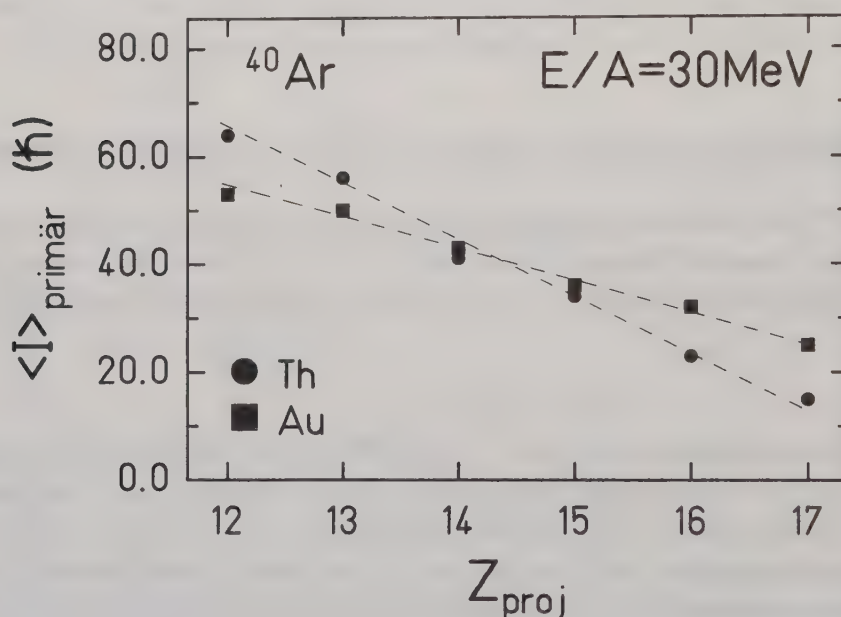


Abbildung 26: Der mittlere Drehimpulsübertrag in Abhängigkeit von Z_{proj} für Thorium und Gold für die Primärreaktion. Die gestrichelten Linien dienen zur Verdeutlichung.

Die bisher untersuchten Größen sind Werte, die anfangs auf den Kern übertragen werden. Da bei hohen Anregungsenergien die Nukleonverdampfung schneller erfolgt als die Spaltung (siehe Kap.4.8), wird sicher ein großer Teil der Energie bis zum Zeitpunkt der Spaltung bereits abgeführt. Es soll im folgenden der Versuch unternommen werden, den Anteil der Anregungsenergie und des Drehimpulses zu bestimmen, den der Kern zum Zeitpunkt der Spaltung besitzt. Dazu wurden die Anisotropie und die Spaltwahrscheinlichkeit gemessen.

4.6 Experimentelle Bestimmung der Anisotropie

Die Frage nach dem Drehimpulstransfer in Schwerionenreaktionen ist im Bereich niedriger Einschußenergie ($< 10\text{MeV/Nukleon}$) sehr intensiv untersucht worden [Dye77, Spe78, Bab80, Boc82, Kam84]. Dabei besteht unter anderem die Schwierigkeit, das effektive Trägheitsmoment J_{eff} des rotierenden Kerns zu bestimmen. Bei Kernen, die leicht spalten, ist die Diskussion, ob J_{eff} am Sattelpunkt oder am Scissionpunkt zu bestimmen ist, noch nicht abgeschlossen [Fre86], da auch die Entwicklung des Spaltsystems vom Sattel- zum Scissionpunkt noch nicht völlig verstanden ist [Van73, Nix84].

Im mittleren Energiebereich gibt es nur wenige Messungen, die untersuchen, welcher Anteil von dem durch das Projektil in das System gebrachten Bahndrehimpuls auf den Targetkern übertragen wird [Mou84, Dün84, Sch84] [Nam86]. Um den Drehimpuls zu bestimmen, wurden bei diesen Experimenten gammaspektroskopische Methoden benutzt. Zum einen wurde die Anisotropie diskreter Gammalinien und zum anderen die γ -Multiplizität von Kontinuumszuständen bestimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine andere Methode versucht. Notwendig ist dazu eine Dreifachkoinzidenz zwischen einem Projektilfragment und zwei Spaltfragmenten für einen binären Spaltprozeß. Die Richtung des Projektilfragments definiert, wie Abb.27 zeigt, zusammen mit der Strahlachse die Reaktionsebene. Bezüglich dieser Ebene wird die Winkelverteilung $W(\Phi)$ der Spaltfragmente gemessen. Φ ist dabei der Winkel der Richtung eines Spaltfragments und der Normalen der Reaktionsebene. Unter der Annahme einer Zweikörperreaktion liegt der übertragene Drehimpuls senkrecht zur Reaktionsebene, da der übertragene Drehimpuls ein Teil des Bahndrehimpulses des Projektilfragments ist. Das hat zur Folge, daß bei der Spaltung die beiden Targetfragmente bevorzugt in der Reaktionsebene emittiert werden. Diese Fokussierung nimmt bei konstanter Temperatur mit wachsendem Drehimpuls zu. Da andererseits aber eine Zunahme des Drehimpulses durch die Zunahme an transferierten Nukleonen erfolgt, ist ein größerer Drehimpuls im allgemeinen auch mit einer höheren Anregungsenergie korreliert, die jedoch eine Verringerung der Anisotropie bewirkt. Da der Drehimpuls und die Anregungsenergie nicht unabhängig voneinander übertragen werden, beide Größen aber entgegengesetzte Wirkung auf die Anisotropie haben, ist es schwierig, Aussagen über Drehimpuls und Anregungs-

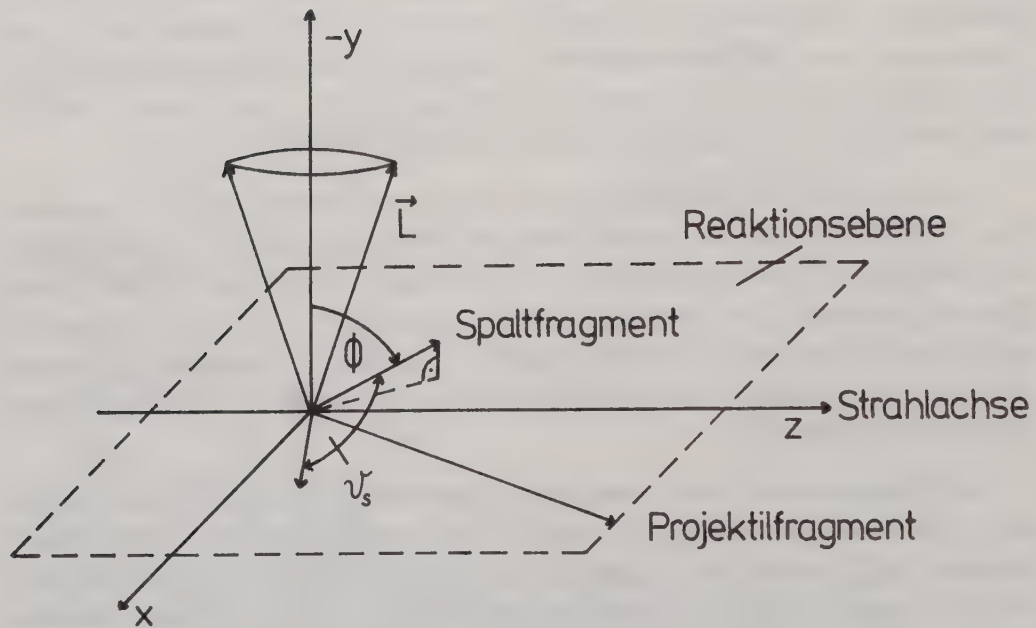


Abbildung 27: Schematische Darstellung der kinematischen Verhältnisse
Die Reaktionsebene wird durch die Strahlachse und die Richtung des Projektilfragments festgelegt.

 ϑ_s : Öffnungswinkel

Φ : Winkel zwischen y-Achse und Geschwindigkeitsvektor eines Spaltfragments

energie zu machen. Problematisch ist außerdem, daß emittierte Teilchen, die nicht nachgewiesen werden, Drehimpuls aus dem System mitnehmen und damit Größe und Orientierung des Drehimpulses verändern. Ebenso können Kraftmomente, die während der Berührungsphase von Projektil und Target auftreten, Präzessionsbewegungen beliebiger Art hervorrufen, so daß der Drehimpuls nicht mehr senkrecht zur Reaktionsebene steht.

Darüberhinaus besteht die Schwierigkeit, mit welcher Genauigkeit die Reaktionsebene rekonstruiert werden kann. Der Einfluß sequentieller Teilchenemission vom Projektilfragment wächst mit abnehmender Masse des Projektilfragments. Das bedeutet, daß für schwere Projektilfragmente mit $Z=16$ bzw. 17 die Reaktionsebene genauer definiert werden kann als z.B. für $Z=12$. Der Einfluß sequentieller Teilchenemission vom Projektilfragment wird weiter unten diskutiert.

Die anhand zahlreicher Experimente entwickelte Theorie für die Winkelverteilung von Spaltfragmenten nach Bohr, Halpern und Strutinski[Vaz82] beschreibt den Spaltvorgang unter der Annahme, daß der Kern entlang seiner Symmetrieachse spaltet und daß der Übergang vom Sattel- zum Scissionpunkt so schnell verläuft, daß die Projektion K des Drehimpulses I auf die Symmetrieachse eine gute Quantenzahl ist und durch eine Gaussverteilung beschrieben werden kann. Für die Winkelverteilung $W(\Phi)$ der Spaltfragmente ergibt sich:

$$W(\Phi) \sim e^{-\frac{\hbar^2 K^2}{2J_{eff}T}} \quad (8)$$

T bedeutet die Temperatur zur Zeit der Spaltung und J_{eff} das effektive Trägheitsmoment.

Das effektive Trägheitsmoment J_{eff} ist definiert als [Van73]

$$\frac{1}{J_{eff}} = \frac{1}{J_{\parallel}} + \frac{1}{J_{\perp}} \quad (9)$$

Dabei bedeuten $J_{\parallel}$ und $J_{\perp}$ die Komponenten des Trägheitsmomentes parallel und orthogonal zur Symmetrieachse des Kerns. Für zwei Ellipsoide mit einem Achsenverhältnis von 1.84 für den Goldkern und 2.00 für den Thoriumkern ergeben sich für die effektiven Trägheitsmomente folgende Werte [Fre85, Fre87]:

$$\begin{aligned} J_{eff}(\text{Ellipsoid}) &= 2200 \text{ amu fm}^2 && \text{für Thorium} \\ J_{eff}(\text{Ellipsoid}) &= 1800 \text{ amu fm}^2 && \text{für Gold} \end{aligned}$$

Es wurde geprüft, daß diese Werte die gemessenen Daten (Kap.4.7) im Gegensatz zum Trägheitsmoment zweier Kugeln besser beschreibt.

Unter der Annahme der vollständigen Ausrichtung des Drehimpulses ($M = I, \cos\Phi = K/I$) folgt aus Gl.8 für die Winkelverteilung $W(\Phi)$ [Bro79]

$$W(\Phi) \sim e^{\frac{\hbar^2 I^2 \sin^2 \Phi}{2 I_{eff} T}} \quad (10)$$

Die Anisotropie A_n ist definiert als das Verhältnis der Zählrate für $\Phi = 90^\circ$ und der Zählrate für $\Phi = 0^\circ$:

$$A_n = \frac{W(\Phi = 90^\circ)}{W(\Phi = 0^\circ)} \quad (11)$$

Nach Gl.10 ist

$$A_n = e^{\frac{\hbar^2 I^2}{2 I_{eff} T}} \quad (12)$$

und damit ein Maß für den übertragenen Drehimpuls I und die Temperatur T zur Zeit der Spaltung.

Abb.28 zeigt als Beispiel die Winkelverteilung der Spaltfragmente für die Reaktion ^{40}Ar auf Au und Th in Koinzidenz mit einem Projektilfragment mit $Z=14$. Dabei ist zu beachten, daß auf der Abszisse der Azimutwinkel φ aufgetragen ist, wie er in Gleichung 4 und 5 benutzt wird. Im Vergleich zum Thoriumtarget ist bei Au unabhängig vom Projektilfragment das Verhältnis aus der Zählrate für $\varphi = 180^\circ$ und der Zählrate für $\varphi = 90^\circ$ bedeutend größer.

Der Zusammenhang zwischen den beiden Winkeln Φ und φ ist gegeben durch:

$$\cos \Phi = \sin \vartheta \cdot \cos(270^\circ - \varphi) \quad (13)$$

Für $\vartheta = 90^\circ$ unterscheiden sich die beiden Winkel nur um eine Phasenverschiebung, die auf die Bestimmung von A_n keinen Einfluß hat. Daher wurde in der weiteren Auswertung die Anisotropie unter der Bedingung $70^\circ \leq \vartheta \leq 110^\circ$ bestimmt. Aufgrund fehlender Statistik und aufgrund der geometrischen Verhältnisse des SIH (inaktive Zonen durch Rahmen, Halterungen usw.) konnte die exakte Bedingung $\vartheta = 90^\circ$ nicht erfüllt werden. Der maximale Fehler, der

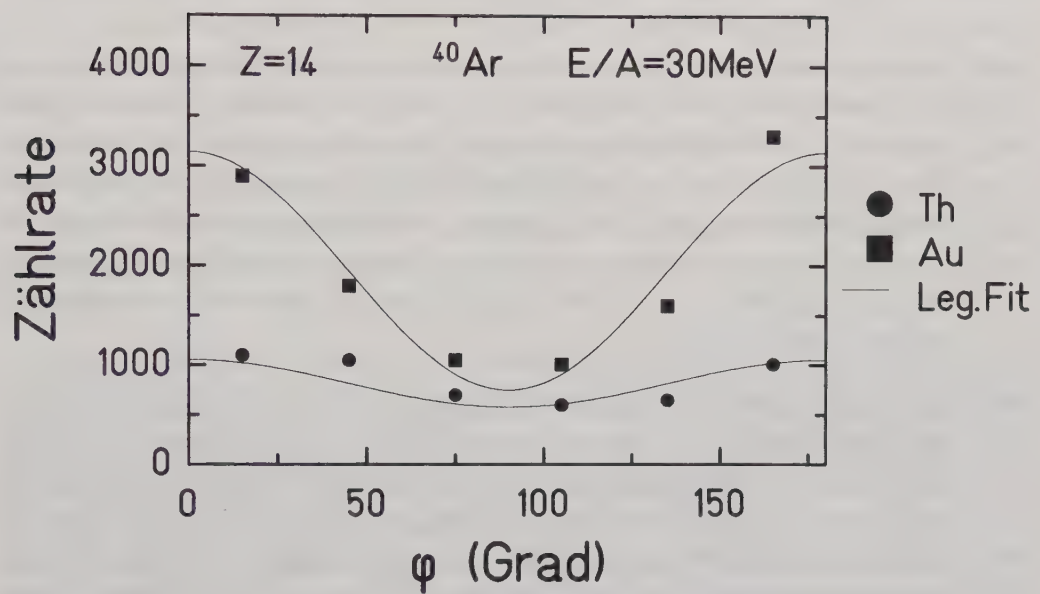


Abbildung 28: Die Winkelverteilung der Spaltfragmente für Th und Au in Koinzidenz mit einem Projekttilfragment mit $Z=14$. Aufgetragen ist der Azimutwinkel φ . Die Linien sind Legendre Kurven und dienen zur besseren Betrachtung.

durch den Winkelbereich in ϑ von $\pm 10^\circ$ entsteht, beträgt 7° und ist damit kleiner als die Auswertegenauigkeit. Auch der Einfluß der Neutronenverdampfung wurde mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen berücksichtigt. Es zeigte sich, daß dieser Effekt keine meßbaren Auswirkungen auf die Anisotropie hat.

Bei der Bestimmung der Anisotropie muß man berücksichtigen, daß es mindestens zwei Effekte gibt, die den gemessenen Wert von A_n verkleinern.

1. Bei der Analyse der Daten wurde immer die vollständige Ausrichtung des Drehimpulsvektors impliziert, d.h. daß der Drehimpulsvektor immer senkrecht zur Reaktionsebene zeigt. Diese Annahme wird umso kritischer, je kleiner das nachgewiesene Projektilfragment ist. Im Fall eines Projektilfragments mit $Z=12$ werden fünf Nukleonen (siehe Tabelle 2) transferiert, die die Deorientierung des Drehimpulses des Spaltsystems stärker vergrößern als das bei einem Transfer von nur einem Nukleon ($Z=17$) der Fall ist.
2. Der zweite Effekt betrifft die Genauigkeit, mit der die Reaktionsebene definiert werden kann. Bei der Analyse der Anisotropie wurde vorausgesetzt, daß die Reaktionsebene und die xz-Ebene (Skizze siehe Abb.27) identisch sind. Da beim Transfer nicht nur der Targetkern angeregt wird, sondern auch das Projektilfragment nach dem Stoß Anregungsenergie besitzt, können auch vom Projektilfragment Nukleonen emittiert werden. Im Mittel bleibt dann zwar die Richtung der Reaktionsebene erhalten, wird aber durch die Emission von Nukleonen verbreitert. Dieser Effekt ist umso stärker, je kleiner das Projektilfragment ist, da zum einen die Anregungsenergie größer wird, weil mehr Nukleonen transferiert werden, und zum anderen das Massenverhältnis von emittiertem Nukleon zu Projektilfragment größer wird.

Betrachtet man den ungünstigsten Fall, daß ein Projektilfragment mit $Z=12$ ein α -Teilchen mit Strahlgeschwindigkeit emittiert, so beträgt die Halbwertsbreite des Winkels zwischen Reaktionsebene und xz-Ebene 14° . Wird kein Nukleon emittiert, so ist der Winkel zwischen der Reaktionsebene und der xz-Ebene Null. Für den oben betrachteten Fall kippt die Reaktionsebene um 7° aus der xz-Ebene nach oben bzw. unten heraus. Das bedeutet, daß das Projektilfragment mit einer ursprünglichen Richtung von z.B. $\varphi=7^\circ$ nach der

Emission in die Ionisationskammer gelangen kann und dort nachgewiesen wird. Obwohl in diesem Fall die Reaktionsebene nicht in der xz-Ebene liegt, wird dieses Ereignis gewertet. Mit Monte Carlo Rechnungen konnte verifiziert werden, daß diese Unsicherheit keine meßbare Verbreiterung der Anisotropie, so wie sie in Kap.4.4 bestimmt wurde, zur Folge hat.

In Abb.29 ist die Anisotropie in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments aufgetragen. Für Th verläuft diese Abhängigkeit flacher als für Au und weist im Mittel einen kleineren Wert auf. Da Thorium ein größeres Trägheitsmoment besitzt als Gold, ist bei gleicher Anregungsenergie (Abb.24) und gleichem Drehimpuls die Anisotropie kleiner als für Gold. Für beide Targets ist jedoch der Kurvenverlauf ähnlich, d.h. für $Z=15$ ist die Anisotropie maximal und fällt sowohl zu größeren Ladungszahlen hin, also Stößen mit großem Stoßparameter, als auch zu kleineren Ladungszahlen hin, also Kollisionen mit kleinerem Stoßparameter, ab.

Anders verhält sich diese Abhängigkeit für die Reaktion $^{18}\text{O}+^{197}\text{Au}$ bei 84 MeV/Nukleon. Wie aus Abb.30 ersichtlich, ist die Anisotropie der Spaltfragmente in Koinzidenz mit Projektilfragmenten mit $Z \geq 6$ am größten und nimmt mit kleiner werdender Ladungszahl stetig ab. (Aufgrund mangelnder Statistik konnte die Anisotropie nicht getrennt für $Z=6,7$ und 8 bestimmt werden.) Für den Fall, daß im Ausgangskanal ein Projektilfragment mit $Z \geq 6$ nachgewiesen wurde, ergibt sich aus dem Öffnungswinkel der Spaltfragmente (siehe Kap.4.3) ein mittlerer linearer Impulsübertrag von $\langle p \rangle = 0.7 \text{ GeV/c} \pm 0.2$. Der mittlere Drehimpuls (Kap.4.5) beträgt für diesen Fall $\langle l \rangle = 25\hbar \pm 5\hbar$.

In Abb.31 oben ist die Abhängigkeit der Anisotropie von dem linearen Impulsübertrag auf das Spaltsystem für die Reaktion ^{40}Ar auf Au und Th unter der Bedingung $Z \geq 12$ dargestellt. Während für Au ein linearer Abfall der Anisotropie mit zunehmendem linearen Impulsübertrag zu beobachten ist, weist die Abhängigkeit der Anisotropie für Th ein Maximum bei 1.3 GeV/c auf. Außerdem ist zu erkennen, daß die Anisotropie insgesamt für Au höher liegt als für Th. So nimmt für Au die Anisotropie maximal den Wert 5.9 an; für Th nur 3.0. Das liegt darin begründet, daß J_{eff} für Th größer ist als für Au und bei gegeben l und T die Anisotropie für Th dann kleiner ist. Außerdem selektiert die Bedingung $Z \geq 12$ bei Au andere Ausgangskanäle als bei Th. Der Abfall der Anisotropie bei großen Impulsüberträgen kann dadurch verursacht werden, daß in diesen Fällen die Stöße zentraler sind und mehr Anregungsenergie auf

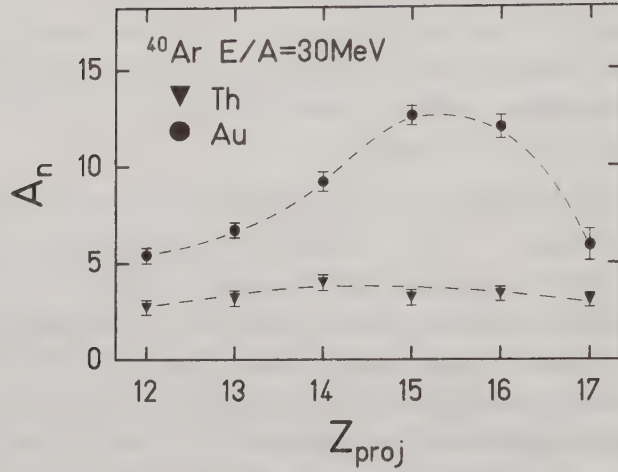


Abbildung 29: Die Anisotropie A_n in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projekttilfragments liegt für Au höher als für Th und zeigt für Gold ein ausgeprägtes Maximum bei $Z=14$ bis 16 . Für Thorium ist der Verlauf flacher. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

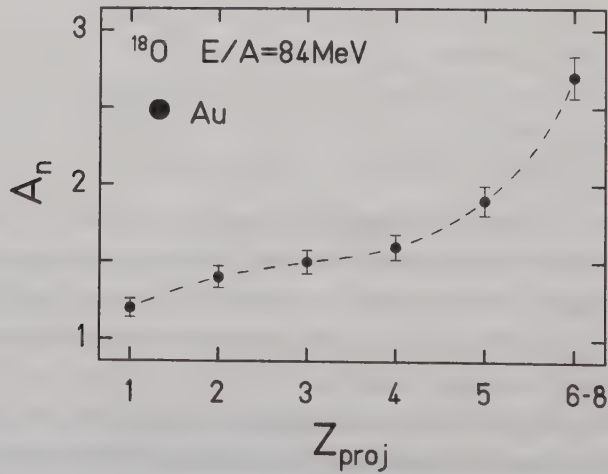


Abbildung 30: Die Anisotropie A_n in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projekttilfragments für die Reaktion $^{18}\text{O}+\text{Au}$ bei 84 MeV/Nukleon . Hier ist A_n maximal für $Z \geq 6$ und verringert sich mit abnehmender Ladungszahl. Die gestrichelte Linie sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

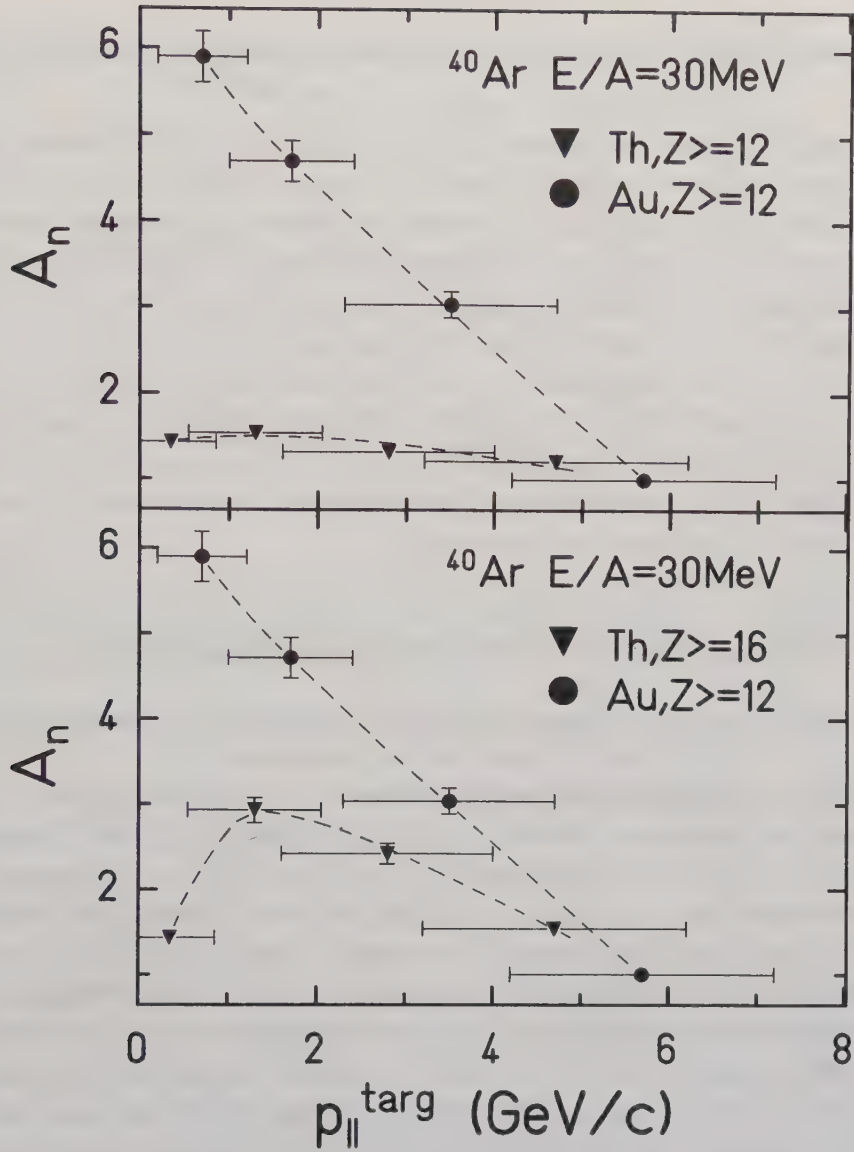


Abbildung 31: Die Anisotropie in Abhängigkeit des übertragenen Longitudinalimpulses zeigt für Au einen stetigen Abfall, während für Th ein Maximum bei 1.3 GeV/c auftritt. Im oberen Bild wurden die Daten unter der Bedingung $Z_{\text{proj}} \geq 12$ bestimmt, während im unteren Bild für Th die Bedingung auf $Z_{\text{proj}} \geq 16$ geändert wurde. Die gestrichelten Linien dienen zur Verdeutlichung.

das Target übertragen wird, was zu einer Verringerung der Anisotropie führt (Gl.12).

Um den Einfluß der Bedingung $Z \geq 12$ zu klären, wurde diese Bedingung für Th noch enger gesetzt. In Abb.31 zeigt das untere Bild die gleichen Größen wie das obere, aber diesmal für Th unter der Bedingung, daß in Koinzidenz mit den beiden Spaltfragmenten ein Projektilrest mit $Z \geq 16$ beobachtet wurde. Der Verlauf der Kurve bleibt der gleiche, jedoch steigt der Wert für die Anisotropie um fast das Doppelte. Das ist darauf zurückzuführen, daß für einen bestimmten linearen Impulsübertrag bzw. für einen bestimmten Drehimpuls-transfer in Prozessen mit $Z \geq 16$ weniger Nukleonen transferiert werden, d.h. weniger Anregungsenergie übertragen wird als in Prozessen mit $Z \geq 12$. Das hat zur Folge, daß für einen festen Drehimpulswert die Anisotropie durch die Verringerung der Anregungsenergie steigt.

4.7 Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit

4.7.1 Experimentelle Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der experimentellen Werte für die Spaltwahrscheinlichkeit wurde unter der Bedingung Koinzidenztrigger SIH/Multipl. ≥ 2 +IC (Tabelle 1) die Zählrate der Projektilfragmente mit $Z=12$ bis $Z=17$ in Koinzidenz mit zwei Spaltfragmenten bestimmt und auf die inklusive Zählrate der Projektilfragmente unter dem Einzeltrigger IC normiert. Dabei wurde für die Koinzidenzzählrate die Raumwinkelkorrektur des SIH und die unterschiedlichen Umsetzungs-faktoren berücksichtigt. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mittels einer Monte Carlo Simulation wurde die geometrische Anordnung des SIH, die gemessene Anisotropie der Spaltfragmente und der Einfluß der Neutronenverdampfung berücksichtigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit lag abhängig vom Impulsübertrag bei 44-52%.

In Abb.32 sind die experimentell bestimmten Spaltwahrscheinlichkeiten für beide Targets in Abhängigkeit von Z_{proj} aufgetragen. Für Th beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit im Mittel 50% und variiert nur gering in Abhängigkeit von Z_{proj} . Bei Au dagegen ist die Spaltwahrscheinlichkeit für $Z \geq 16$ sehr klein und steigt dann auf 30% für $Z=12$ an. Dieses unterschiedliche Verhalten ist auf die verschiedenen Spaltbarrieren der beiden Targets zurückzuführen. Interessant

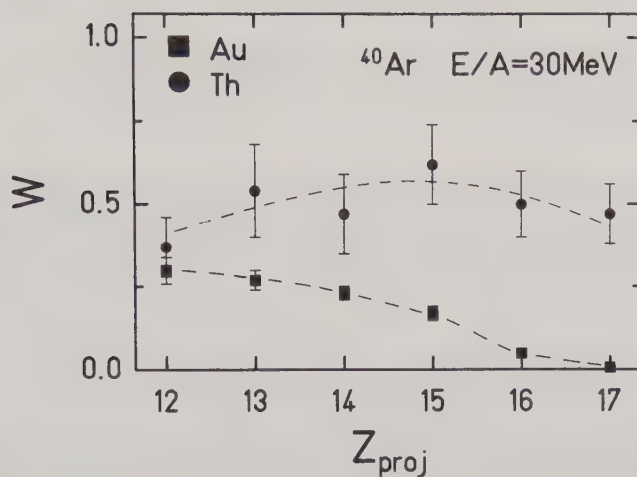


Abbildung 32: Experimentell bestimmte Spaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Ladungszahl des Projektilfragments für Th und Au. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

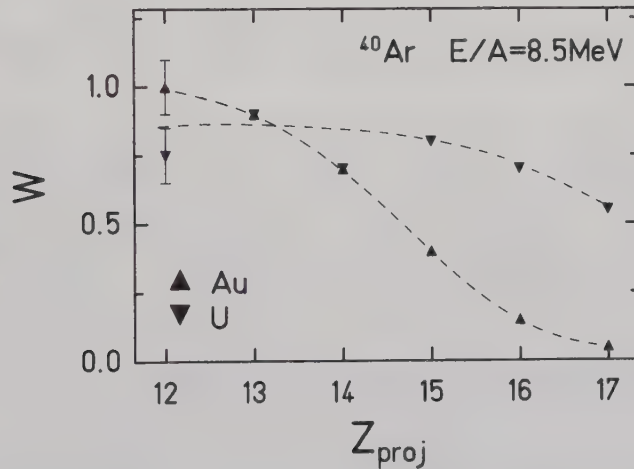


Abbildung 33: Experimentell bestimmte Spaltwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Ladungszahl des Projektilfragments für die Reaktion $\text{Ar} + \text{U}, \text{Au}$ bei 8.5 MeV/Nukleon [Mor85]. Die gestrichelten Linien sollen den Kurvenverlauf verdeutlichen.

dabei ist, daß die Spaltwahrscheinlichkeit sogar für $Z=12$ signifikant kleiner als 100% beträgt. Aufgrund der hohen Anregungsenergien (siehe Kap.4.4, Abb.24) in der Primärreaktion würde man eine viel höhere Spaltwahrscheinlichkeit erwarten.

Im Vergleich dazu zeigt Abb.33 die Spaltwahrscheinlichkeit für die Reaktionen $\text{Ar}+\text{U}$ bzw. Au bei 8.5 MeV/Nukleon [Mor85]. Man erkennt, daß der Verlauf der Kurven gleich ist, die Spaltwahrscheinlichkeiten für $Z \leq 15$ aber höher liegen.

4.7.2 Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit

Um die Spaltwahrscheinlichkeit von Gold und Thorium in Abhängigkeit vom Spin und der Anregungsenergie des Spaltsystems zu berechnen, wurde das Programm HIVAP [Rei81] benutzt. Dieser Code verwendet die statistische Standard Verdampfungstheorie wie in [Bol72] und [Tho68] beschrieben und berücksichtigt die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten von Neutron-, Proton-, Alpha- und Gammaemission sowie Spaltung. Zur Berechnung der Niveaudichte wird das Zwei-Fermigas-Modell mit drehimpulsabhängiger Niveaudichte benutzt [Boh69], wobei die Kopplung zwischen dem Bahndrehimpuls des emittierten Teilchens und dem Spin des Restkerns berücksichtigt wird.

Zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit werden im wesentlichen zwei Parameter dem jeweiligen Problem angepaßt. Die Spaltbarriere wird mittels der Spaltbarriere für das Tröpfchenmodell, multipliziert mit einer Konstanten (BARFAC), berechnet. Diese Konstante muß bestimmt werden. Bei der Berechnung der Spaltbarriere sind Schalenenergiekorrekturen impliziert.

Der zweite Parameter ist das Verhältnis des Niveaudichteparameters für den Spaltausgangskanal a_f und dem Niveaudichteparameter für den Neutronenemissionsausgangskanal a_n . Da die Oberfläche des spaltenden Kerns am Sattelpunkt immer größer ist als zu Beginn der Spaltung, wird $\frac{a_f}{a_n}$ auch systematisch größer als 1. Der Effekt ist für leicht spaltbare Kerne kleiner als für schwerer spaltbare, da die leicht spaltbaren Kerne am Sattelpunkt eine fast sphärische Form besitzen.

Die beiden Parameter wurden so bestimmt, daß Werte für die Spaltwahrscheinlichkeit für Gold und Thorium aus der Literatur [Bei85] reproduziert werden konnten. Die Parameter betrugen

$$\begin{aligned} \text{BARFAC} &= 0.85 & \frac{a_f}{a_n} &= 1.00 & \text{für Thorium} \\ \text{BARFAC} &= 0.85 & \frac{a_f}{a_n} &= 1.08 & \text{für Gold} \end{aligned}$$

Die Spaltwahrscheinlichkeit hängt stark von dem Verhältnis a_f/a_n ab, da dieser Faktor exponentiell in die Berechnung eingeht. Eine Verringerung von a_f/a_n um 1% verringert z.B. die Spaltwahrscheinlichkeit für Gold bei 100 MeV Anregungsenergie und einem Spin von $50\hbar$ um 17%. Bei kleineren Anregungsenergien und kleineren Spinwerten ist die Abhängigkeit noch größer. Die so ermittelten Werte für die Spaltwahrscheinlichkeit sind in den zweidimensionalen Diagrammen in Abb.34 in Abhängigkeit vom Spin und der Anregungsenergie des spaltenden Systems für Th und Au dargestellt. Für Gold verlaufen die Kurven mit konstanter Spaltwahrscheinlichkeit wesentlich steiler als für Thorium, d.h. kleine Variationen in der Anregungsenergie beeinflussen beim Gold die Spaltwahrscheinlichkeit sehr viel stärker als das für Thorium der Fall ist. Außerdem liegt die Spaltwahrscheinlichkeit für Thorium beträchtlich höher, d.h. ab einer Anregungsenergie von ca. 100 MeV beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit selbst für kleine Spinwerte bereits über 80%. Im Vergleich dazu beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit für Gold bei einer Anregungsenergie von 100 MeV erst ca. 5%.

Die experimentell bestimmte Wahrscheinlichkeit wird im folgenden mit der berechneten verglichen. Abb.35 zeigt diesen Vergleich für Th und Au in Abhängigkeit der Ladungszahl des Projektilfragments. Für die Berechnungen wurden die primären Anregungsenergien aus Abb.24 und die Drehimpulswerte aus Abb.26 benutzt. Bei Thorium ist die Übereinstimmung für $Z_{proj}=15$ bis 17 zufriedenstellend, für $Z_{proj}=12$ bis 14 ergeben sich beträchtliche Differenzen. Auch beim Goldtarget liegen die experimentellen Daten für $Z_{proj}=12$ bis 14 um einen Faktor zwei unterhalb der berechneten.

Eine mögliche Ursache für die geringe experimentelle Spaltwahrscheinlichkeit könnte der Aufbruch des Projektilfragments sein. Die Folgen dieses Effekts sollen an einem Beispiel erläutert werden.

Ist bei einer Reaktion ein Projektilfragment mit $Z=14$ gebildet worden, das anschließend z.B. ein α -Teilchen emittiert, so wird dieses Fragment mit $Z=12$ in der Ionisationskammer auch als solches nachgewiesen. Wurde in Koinzidenz

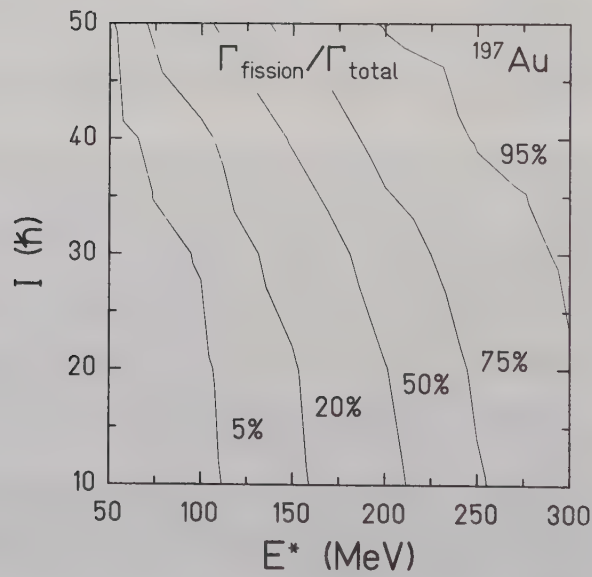
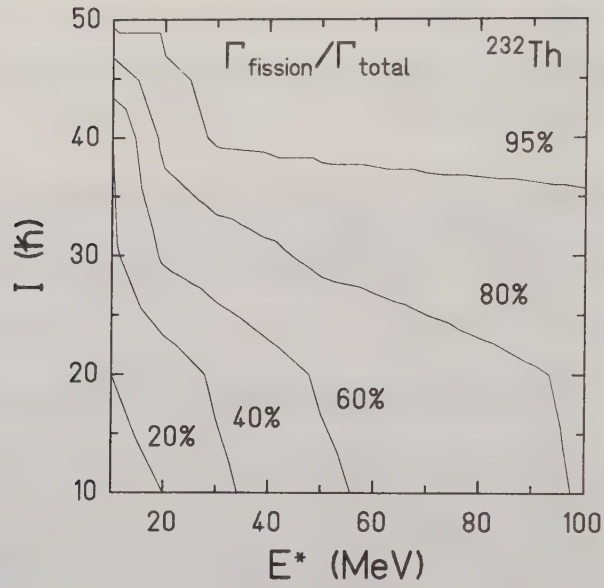


Abbildung 34: Die mit HIVAP [Rei81] berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für Thorium (oben) und Gold (unten) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie und dem Spin des spaltenden Systems.

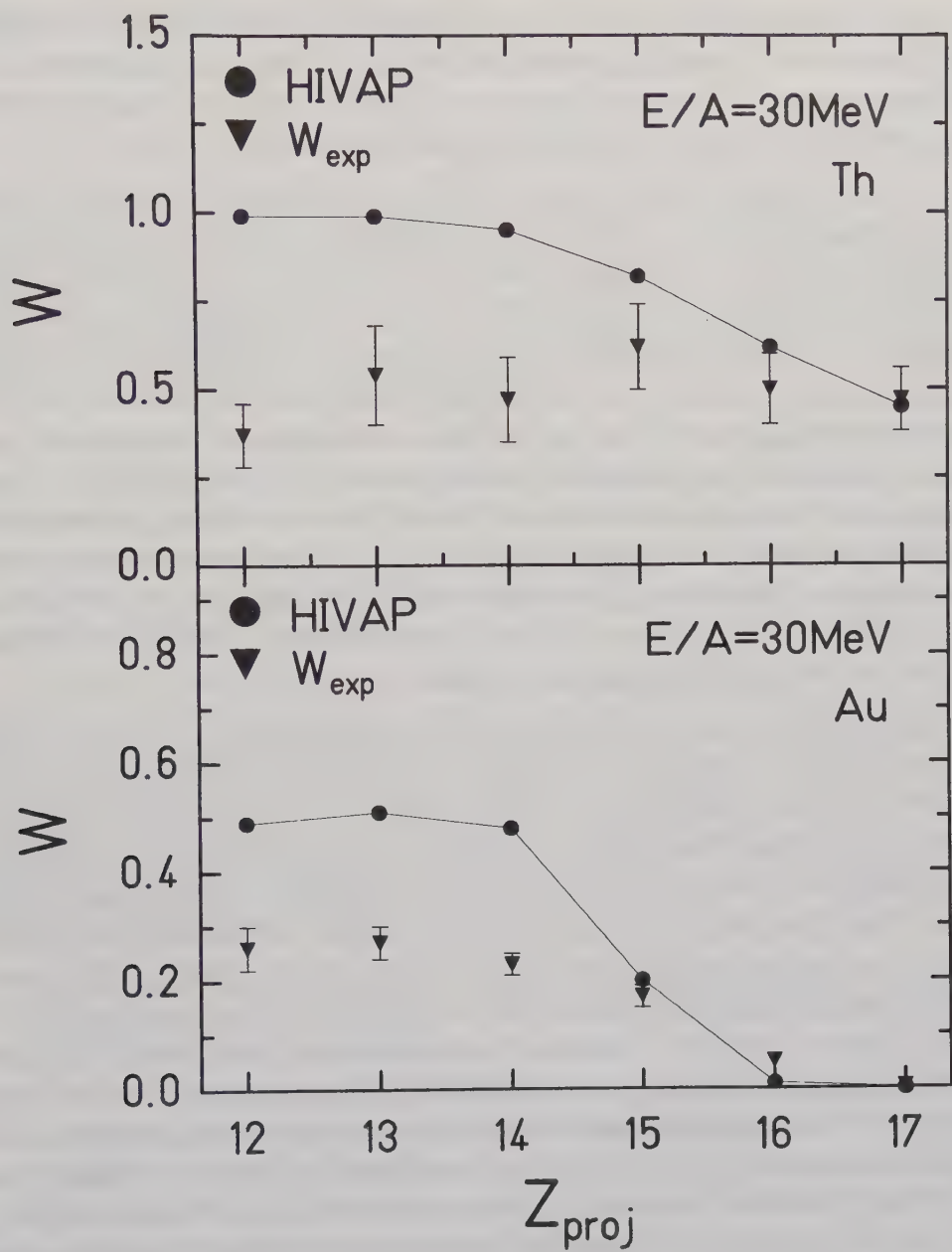


Abbildung 35: Der Vergleich zwischen berechneter Spaltwahrscheinlichkeit (HIVAP) und experimentell bestimmter (W_{exp}) in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projekttilfragments für Th (oben) und Au (unten).

ein Spaltereignis registriert, so wird dieses Ereignis nicht als Koinzidenzereignis „Spaltfragment + Projektilfragment mit $Z=14$ “, sondern als Koinzidenzereignis „Spaltfragment + Projektilfragment mit $Z=12$ “ gewertet. Das verringert somit die Zählrate für die Koinzidenzereignisse mit $Z=14$.

Die Auswirkungen dieses Effekts werden im folgenden abgeschätzt. Die Emission eines Nukleons vom Projektilfragment hängt im wesentlichen von der Anregungsenergie des Fragments ab. Wie in Abb.10 gezeigt, ist die Multiplizität der leichten geladenen Teilchen ein Maß für die Anregungsenergie. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Multiplizität der leichten geladenen Teilchen des Projektils und der des Targets gleich dem Verhältnis der Massen von Projektil und Target ist, ergibt sich für Thorium eine mittlere Multiplizität der leichten geladenen Teilchen des Projektilfragments mit $Z=12$ von $\langle M \rangle = 0.9$. Das bedeutet, daß die Emission leichter Teilchen vom Projektilfragment berücksichtigt werden muß. Für Ereignisse mit $15 \leq Z_{proj} \leq 17$ ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar. Der Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experiments läßt eine Analyse des Projektilaufbruchs nicht zu. Daher können nur indirekte Schlußfolgerungen gezogen werden.

Beachtet man, daß die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für Thorium im Mittel 50% beträgt, sollte die andere Hälfte des Reaktionswirkungsquerschnittes den Verdampfungsrestkernen zuzuordnen sein und in den experimentellen Spektren sichtbar sein. Im $\Delta E/\Delta t$ -Spektrum des SIH (Abb.3) kann zwischen Verdampfungsrestkernen und schweren Spaltfragmenten nicht unterschieden werden. Deshalb wurde mit Monte Carlo Rechnungen das Verhältnis der Zählrate von Spaltereignissen, bei denen nur ein Fragment im SIH nachgewiesen wird, und der Zählrate von Spaltereignissen, bei denen beide Fragmente nachgewiesen werden, bestimmt. Entsprechend diesem Verhältnis wurde die experimentelle Zählrate von Ereignissen mit Multiplizität genau eins im SIH verringert. Die verbleibende Anzahl von Ereignissen sind solche, bei denen ein Verdampfungsrestkern gebildet wurde. Sie beträgt für Thorium abhängig von Z_{proj} 20-30%. Da für Prozesse mit einem nachgewiesenen Projektilfragment mit $Z_{proj} < 14$ der Rückstoßwinkel relativ klein ist (Abb.25), d.h. gerade in dem Winkelbereich liegt, der durch das Schwerionenhodoskop nicht mehr vollständig abgedeckt wird ($\vartheta \sim < 20^\circ$), verringert sich entsprechend die Zählrate für die Verdampfungsrestkerne. Daher kann die Diskrepanz von 20-30% zum Teil durch die fehlende Akzeptanz des SIH erklärt werden. Außerdem wird mögli-

cherweise diese Differenz durch den Aufbruch des Projektils verursacht.

Die Diskrepanz zwischen berechneter und experimentell bestimmter Spaltwahrscheinlichkeit kann vor allem dann erklärt werden, wenn der zeitliche Verlauf des Spaltprozesses berücksichtigt wird. Das Programm HIVAP berücksichtigt zwar die Emission leichter Teilchen als konkurrierenden Ausgangskanal zur Spaltung, nicht aber den zeitlichen Verlauf der unterschiedlichen Prozesse. Da die Spaltung im Vergleich zur Emission von leichten Teilchen langsamer erfolgt, Spaltprozesse dauern typischerweise $5 \cdot 10^{-20} \text{ s}$ [Gav87, Fre85, Hin86], während die Emission bereits nach $\sim 10^{-21} \text{ s}$ erfolgt [Gav87, Tsa87], errechnet HIVAP zu hohe Spaltwahrscheinlichkeiten.

Um den zeitlichen Verlauf der Emission leichter Teilchen zu berücksichtigen, wurde folgendes Verfahren angewendet. Anhand der in Abb.10 dargestellten mittleren Multiplizität der leichten geladenen Teilchen wurde die Zahl der verdampften Teilchen abgeschätzt und die Spaltwahrscheinlichkeit des Restkerns unter Berücksichtigung der nun niedrigeren Anregungsenergie und kleinerem Spin mit HIVAP neu berechnet.

Die dafür notwendigen Parameter für HIVAP wurden wie folgt ermittelt. Die Spaltwahrscheinlichkeit von $^{211}_{86}\text{Rn}$ wurde bis Anregungsenergien von 100 MeV und Spinwerten bis $24\hbar$ von P. Crouzen [Cro87] experimentell bestimmt und diese Werte mit den anhand von HIVAP berechneten verglichen, was gute Übereinstimmung zeigte. Der so ermittelten Parametersatz wurde für alle weiteren HIVAP Rechnungen benutzt. Um den Restkern nach der Verdampfung leichter Teilchen abzuschätzen, wurden folgende Annahmen verwendet.

1. Für jedes emittierte Nukleon wurde eine Verringerung der Anregungsenergie um 10 MeV benutzt.
2. Bei der Bestimmung der Zahl der emittierten Neutronen wurde das N/Z-Verhältnis des Targetkerns verwendet. Das ergibt z.B. für Thorium für den Fall, daß ein Projektilfragment mit $Z=12$ nachgewiesen wurde, mit der gemessenen Multiplizität von fünf geladenen Teilchen (Abb.10) die Zahl von acht Neutronen und damit insgesamt 13 verdampften Teilchen.

Für die Bestimmung des Restkerns ergeben sich nun mehrere Möglichkeiten. Benutzt man $^{232}_{90}\text{Th}$ und läßt 13 Nukleonen verdampfen, so erhält man $^{219}_{85}\text{At}$. Berücksichtigt man, daß erst fünf Nukleonen transferiert wurden (siehe

Tabelle 2), so ergeben sich durch die verschiedenen Kombinationen von Protonen und Neutronen verschiedene Restkerne. Von diesen Möglichkeiten ist nur der Transfer von 1 Proton mit 4 Neutronen sinnvoll, da bei einem reinen Neutronentransfer der Restkern zu neutronenreich ist und bei einem Transfer von mehr als einem Proton der Restkern eine zu geringe Spaltwahrscheinlichkeit im Vergleich zu der experimentell bestimmten besitzt. Somit ergibt sich für das Thoriumtarget mit einem nachgewiesenen Projektilfragment mit $Z=12$ nach dem Transfer von einem Proton und vier Neutronen und der Verdampfung von 13 Teilchen als Restkern $^{221}_{86}\text{Rn}$. Man erhält als neue Anregungsenergie ≈ 110 MeV bei einer gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit von 37% (Abb.32).

Für den Fall, daß für das Thoriumtarget ein Projektilfragment mit $Z=13$ nachgewiesen wurde, wird auf diese Weise die Emission von 10 Nukleonen, 4 Protonen (Abb.10) und 6 Neutronen, ermittelt. Durch den Transfer von vier Nukleonen (Tabelle 2), d.h. 1 Proton und 3 Neutronen ergibt sich als Restkern $^{226}_{87}\text{Fr}$ mit einer Anregungsenergie von ≈ 100 MeV. Wie sensitiv man dabei auf die Bestimmung des Restkerns bzw. der Anregungsenergie ist, wird im nächsten Kapitel diskutiert.

An dieser Stelle sei daraufhingewiesen, daß diese Überlegungen nur eine grobe Abschätzung darstellen, dennoch deutliche Hinweise geben, daß die hohe Anregungsenergie des Kerns durch die Evaporation leichter Teilchen verringert wird, bevor der Kern spaltet.

4.8 Drehimpuls und Anregungsenergie des spaltenden Systems

Die im letzten Kapitel dargestellten Betrachtungen zeigen, daß Sekundärprozesse relevant sein können. Der Unterschied zwischen der Primär- und der Sekundärreaktion wird auch bei der Analyse des Drehimpulsübertrags deutlich. Der Drehimpuls zum Zeitpunkt der Spaltung wurde wie folgt bestimmt. Da sowohl die Anisotropie (Kap.4.6) als auch die Spaltwahrscheinlichkeit (Kap.4.7) gleichzeitig durch den Drehimpuls **und** die Anregungsenergie zur Zeit der Spaltung bestimmt sind, sollte es möglich sein, aus der Messung der ersten beiden Größen Drehimpuls und Anregungsenergie zu ermitteln.

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, können die niedrigen Werte für die Spaltwahrscheinlichkeit dann verstanden werden, wenn man annimmt, daß erst

leichte Teilchen verdampft werden, bevor der Kern spaltet. Daher werden auch für die Bestimmung der sekundären Werte für Drehimpuls und Anregungsenergie die Restkerne wie sie in Kap.4.7 abgeschätzt wurden benutzt. So wurde z.B. für das Thoriumtarget mit einem nachgewiesenen Projektilfragment mit $Z=12$ als Restkern $^{221}_{86}\text{Rn}$ ermittelt. Dieses Beispiel ist in Abb.36 oben dargestellt. Die Abbildung zeigt die Spaltwahrscheinlichkeit und die Anisotropie in Abhängigkeit vom Drehimpuls des Spaltsystems und dessen Anregungsenergie. Während die Spaltwahrscheinlichkeit mit steigender Anregungsenergie und steigendem Spin wächst, wird die Anisotropie durch das Verhältnis von I und E^* bestimmt (vergl. auch Gl.12). Die Linien konstanter Spaltwahrscheinlichkeit von 27% und 47% bedeuten die Fehlergrenzen des experimentellen Werts von 37% (Abb.32). Analog dazu ist die Anisotropie dargestellt, die mit Monte Carlo Rechnungen, wie in Kap.4.3.1 beschrieben, bestimmt wurde. Auch hier bedeuten die Linien mit konstanter Anisotropie von 2.3 und 3.1 die Fehlergrenzen für den gemessenen Wert von 2.7 für das Thoriumtarget und $Z=12$ (Abb.29). Der Überlappbereich zwischen der schraffierten Fläche für die Spaltwahrscheinlichkeit und der schraffierten Fläche für die Anisotropie kennzeichnet den Wert für den Drehimpuls und die Anregungsenergie zum Zeitpunkt der Spaltung. Man erhält ca. $130 \text{ MeV} \pm 20 \text{ MeV}$ für die Anregungsenergie und einen Drehimpuls von ca. $20\hbar \pm 2\hbar$.

Parallel dazu ergibt sich aus der primären Anregungsenergie von $\sim 240 \text{ MeV}$ (Abb.24) abzüglich der durch die 13 Nukleonen verlorenen Energie von 130 MeV eine Anregungsenergie von ca. 110 MeV für das spaltende System. Dieser Wert liegt innerhalb der Fehlergrenzen für die Anregungsenergie, wie sie sich aus Abb.36 oben ergibt.

Die Bestimmung des Restkerns wird zum einen durch die Zahl der verdampften Nukleonen und zum anderen durch den ursprünglichen Targetkern beeinflusst. Die Zahl der verdampften Teilchen ist nach unten durch die Spaltwahrscheinlichkeit begrenzt, d.h. es muß eine Mindestzahl an Nukleonen dem Spaltsystem verloren gehen, um die niedrige experimentelle Spaltwahrscheinlichkeit zu reproduzieren. Die obere Grenze für die Anzahl ist durch die primäre Anregungsenergie, die dem System zur Verfügung steht, bestimmt.

Verwendet man als primären Kern $^{232}_{90}\text{Th}$, so erhält man, wie in Kap.4.7 gezeigt, für den Fall $Z=12$ als Restkern $^{219}_{85}\text{At}$. Berücksichtigt man den Transfer der fünf Nukleonen, erhält man, wie oben gezeigt, $^{221}_{86}\text{Rn}$. Interessanterweise

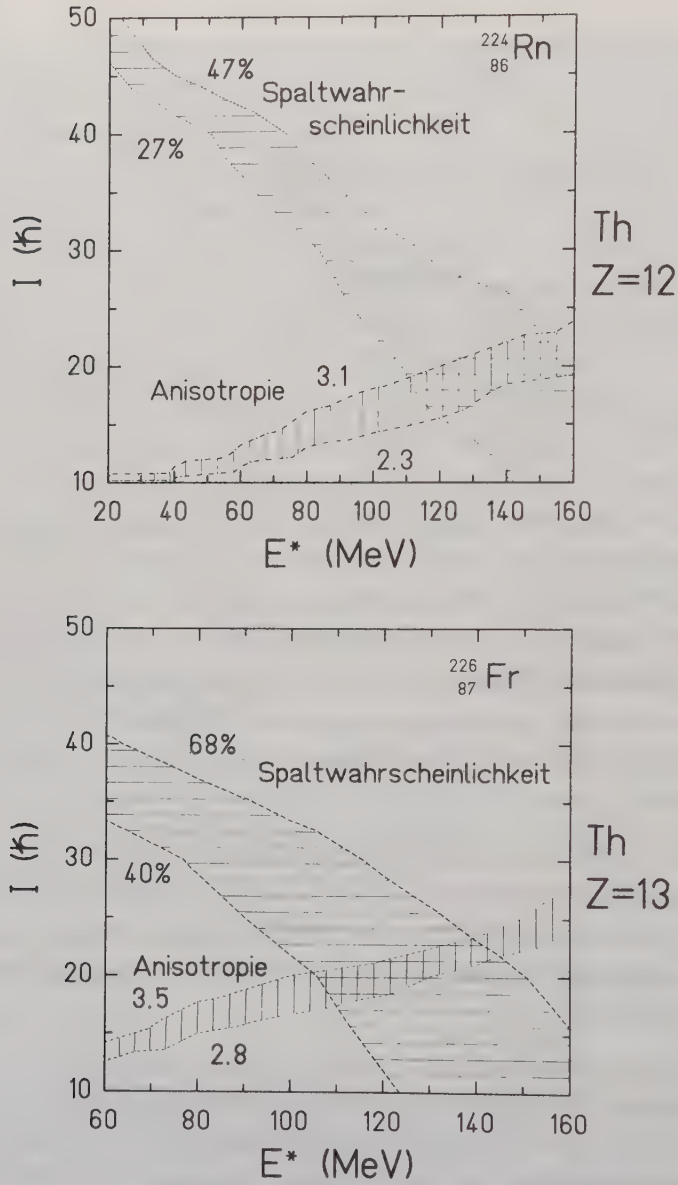


Abbildung 36: Im oberen Bild ist die mit HIVAP berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für $^{224}_{86}\text{Rn}$ (Restkern für Th mit $Z=12$) und die mit Monte Carlo Rechnungen berechnete Anisotropie in Abhängigkeit vom Drehimpuls und der Anregungsenergie dargestellt. Im unteren Bild sind die gleichen Größen für $^{226}_{87}\text{Fr}$ (Restkern für Th mit $Z=13$) dargestellt. Der Überlappbereich (karierte Fläche) kennzeichnet den Drehimpuls und die Anregungsenergie zur Zeit der Spaltung.

ergibt sich für diese beiden Restkerne im Rahmen der Meßgenauigkeit die gleiche Anregungsenergie bzw. der gleiche Spin. Die Analysen zeigen, daß sich ein gewisser Freiraum für die Bestimmung des Restkerns ergibt, d.h. zum Beispiel im Fall des Thoriumtargets mit einem nachgewiesenen Projektilfragment mit $Z=12$ kann zwischen 3-5 Nukleonen variiert werden, und man erhält jedes Mal mit einer Unsicherheit von 10-20 MeV die gleiche Anregungsenergie von ~ 130 MeV und einen Drehimpulswert von $\sim 20\hbar$ mit einer Unsicherheit von $1-2\hbar$. Betont werden soll, daß es nicht beliebige Variationsmöglichkeiten gibt, da für die Zahl der verdampften Teilchen das Verhältnis von Protonen zu Neutronen wesentlich ist. Innerhalb einer Isotopenreihe des Restkerns kann nicht mehr stark variiert werden, da z.B. die Emission von zwei zusätzlichen Neutronen die Anregungsenergie um 20 MeV erniedrigt und dann keine Übereinstimmung mit den experimentellen Werten von Anisotropie und Spaltwahrscheinlichkeit erreicht werden kann.

Ein weiteres Beispiel ist für Thorium und $Z=13$ im unteren Bild von Abb.36 dargestellt. Zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit mit HIVAP wurde in diesem Fall der Restkern $^{226}_{87}\text{Fr}$ benutzt, wie in Kap.4.7 abgeschätzt wurde. Man erhält für den Drehimpuls $\approx 21\hbar \pm 2\hbar$ und für die Anregungsenergie $\approx 130 \text{ MeV} \pm 20 \text{ MeV}$.

Für das Goldtarget ist diese Analyse schwieriger. Benutzt man das N/Z -Verhältnis von Gold für die Abschätzung der verdampften Neutronen, so ergibt sich eine zu geringe Anregungsenergie zum Zeitpunkt der Spaltung, wenn man für jedes verdampfte Nukleon die Anregungsenergie um 10 MeV verringert. Die Auswertung ergab, daß man ungefähr nur halb so viel Neutronen verdampfen lassen kann, um Übereinstimmung mit den gemessenen Werten von Anisotropie und Spaltwahrscheinlichkeit zu erzielen. Daher wurde für die Bestimmung der Restkerne für das Goldtarget die Zahl der verdampften Neutronen nicht mit dem N/Z -Verhältnis des Targetkerns abgeschätzt.

In Abb.37 sind die Drehimpulswerte, wie sie aus dem Überlappbereich von Anisotropie und Spaltwahrscheinlichkeit ermittelt wurden, in Abhängigkeit von Z_{proj} für Th und Au gezeigt (rechteckige Symbole). Zum Vergleich sind außerdem die in der Primärreaktion übertragenen Drehimpulswerte aus Kap.4.5 dargestellt (Dreiecke). Der Vergleich zeigt, daß die in der Sekundärreaktion bestimmten Drehimpulse niedriger als die primären liegen, wobei der Unterschied zwischen dem primären und dem sekundären Wert für $Z=12$ bei

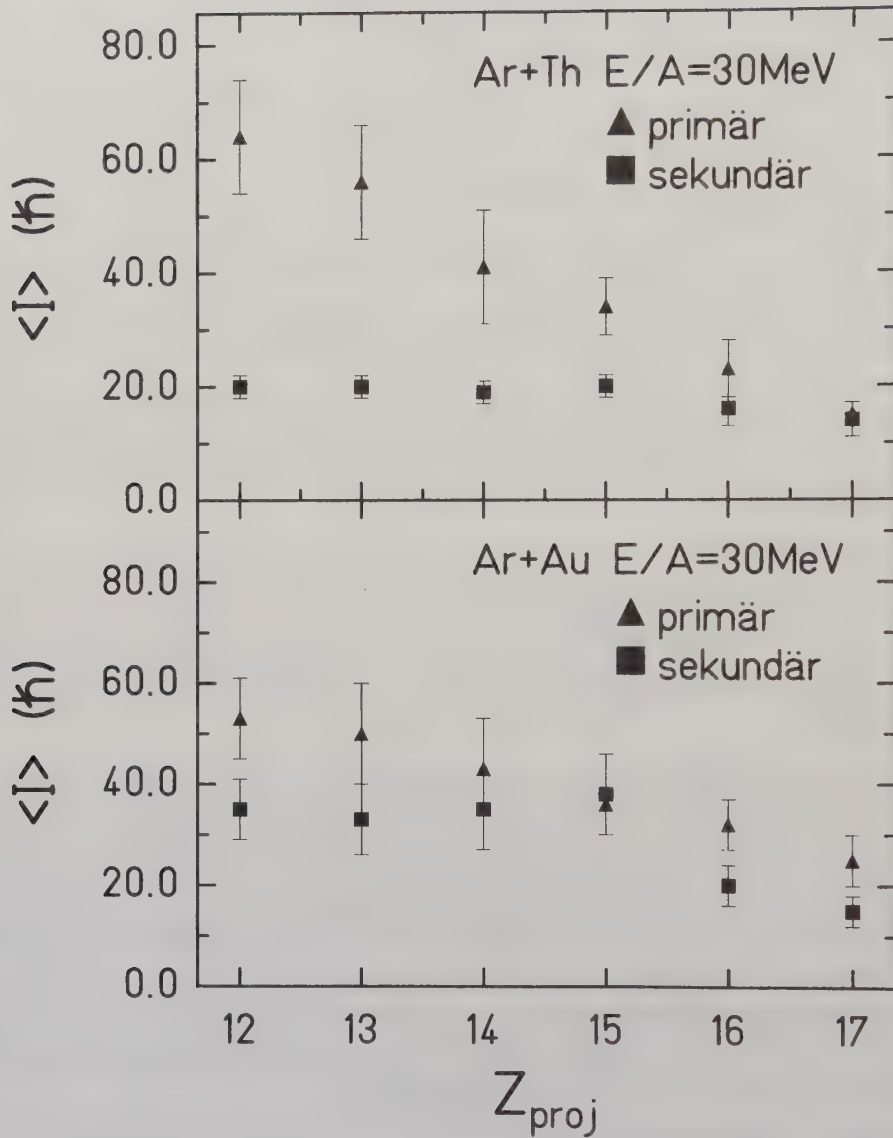


Abbildung 37: Der mittlere Drehimpuls des Spaltsystems in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments im oberen Bild für Th und im unteren für Au. Die Daten mit den dreieckigen Symbolen sind die in Abb.26 dargestellten Werte für die Primärreaktion. Die rechteckigen Punkte stellen den Drehimpuls zur Zeit der Spaltung dar, wie in Abb.36 erläutert.

beiden Targets am größten ist. Diese Differenz wird im wesentlichen durch die Emission leichter Teilchen verursacht, die nicht nur Anregungsenergie, sondern auch Drehimpuls aus dem Spaltsystem nehmen. Für Thorium liegen die sekundären Werte unabhängig von Z_{proj} relativ konstant bei $20\hbar$. Für Gold liegen wegen der höheren Spaltbarriere die sekundären Werte höher, zwischen $30\text{--}40\hbar$, und variieren auch stärker.

Der durch leichte Teilchen weggetragene Drehimpuls wurde mit Berechnungen von G. Catchen et al. [Cat80] abgeschätzt. Die Autoren leiten eine semiempirische Näherungsformel her, die es erlaubt, für Compoundkernreaktionen den Drehimpuls des emittierenden Systems und den Drehimpuls der leichten emittierten Teilchen zu bestimmen. Die Abschätzungen mit dieser Formel ergeben z.B. für das Thoriumtarget im Fall, daß ein Projektilfragment mit $Z=12$ nachgewiesen wurde, bei einer Anregungsenergie von 240 MeV ($T=2.9$ MeV), daß im Mittel ein emittiertes Nukleon einen Drehimpuls von $2\text{--}3\hbar$ besitzt. Daraus folgt, daß durch die Emission von 13 Teilchen ein Drehimpuls von im Mittel ca. $33\hbar \pm 6\hbar$ aus dem Spaltsystem genommen wird. Da zu Beginn der Reaktion der Drehimpuls $\sim 64\hbar$ betrug, zum Zeitpunkt der Spaltung wie oben abgeschätzt nur noch ca. $20\hbar$, beträgt die Differenz $\sim 44\hbar$, was im wesentlichen durch die Emission der leichten Teilchen erklärt werden kann.

Analog zur Bestimmung des Drehimpulses zur Zeit der Spaltung kann aus Abb.36 auch die Anregungsenergie des Spaltsystems ermittelt werden. Diese sekundären Werte werden in Abb.38 (Rechtecke) für beide Targets in Abhängigkeit von Z_{proj} mit den primären Werten für die Anregungsenergie (Kreise), wie sie mit der Transferreaktion berechnet wurden (Abb.24), verglichen. Für beide Targets ist der Unterschied zwischen den primären und den sekundären Werten für $Z=16$ und 17 verschwindend gering, d.h. beide Werte liegen um 50 MeV. Mit kleinerem Z_{proj} liegen die sekundären Werte deutlich unter den primären. Für Thorium beträgt die Differenz für $Z=12$ über 100 MeV. Auffallend ist, daß im Gegensatz zu den sekundären Drehimpulswerten die sekundären Anregungsenergien für beide Targets etwa gleich sind.

Dieser Sachverhalt wird auch in Abb.39 besonders deutlich. Zum Vergleich ist der Drehimpuls in Abhängigkeit von der Anregungsenergie für die Primärreaktion (offene Kreise) und zum Zeitpunkt der Spaltung (volle Kreise) dargestellt. Für Thorium erkennt man eine deutliche Abnahme des Drehimpulses als auch der Anregungsenergie, wobei der Drehimpuls zur Zeit der Spaltung un-

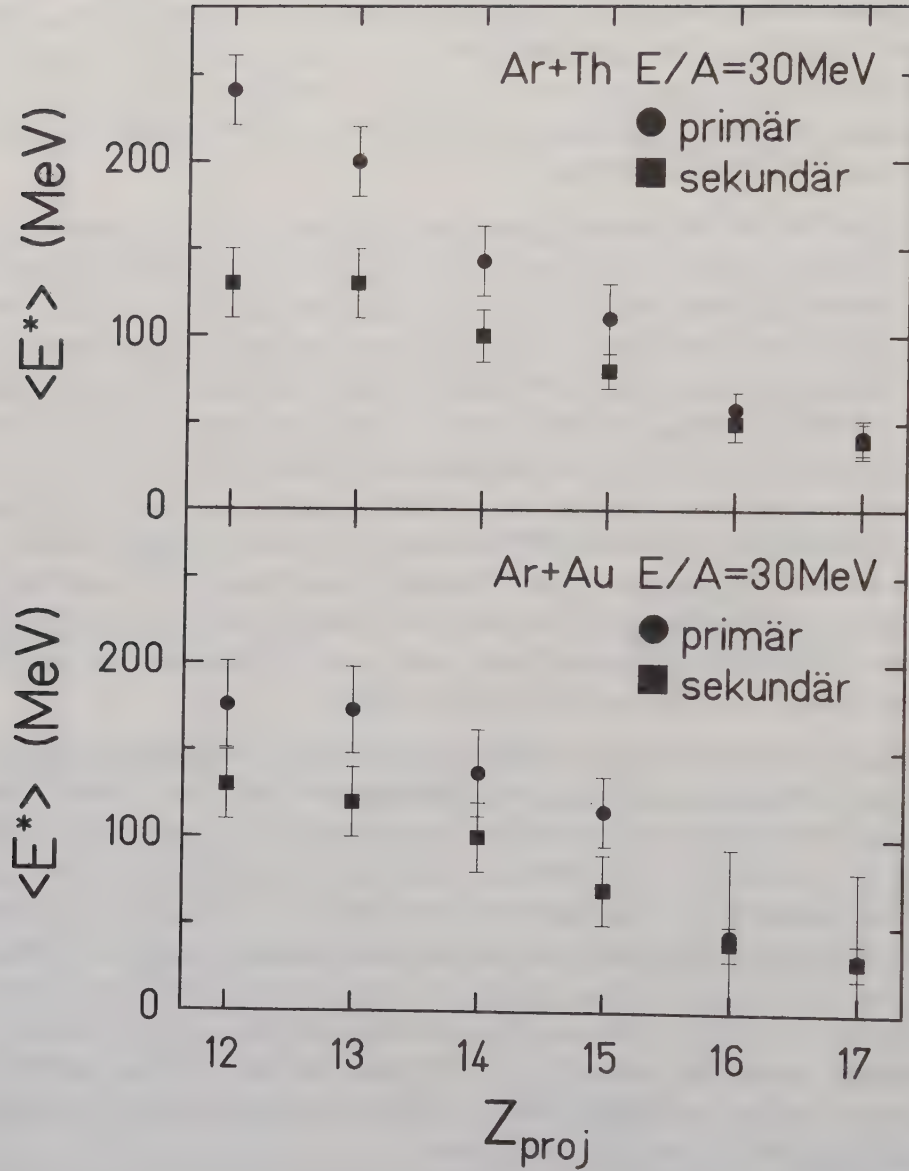


Abbildung 38: Die mittlere primäre Anregungsenergie (Kreise) mit der Transferreaktion berechnet (Abb.24) und zum Vergleich die Anregungsenergie zur Zeit der Spaltung (Rechtecke) in Abhängigkeit von der Ladung des Projektilfragments für Thorium (oben) und Gold (unten).

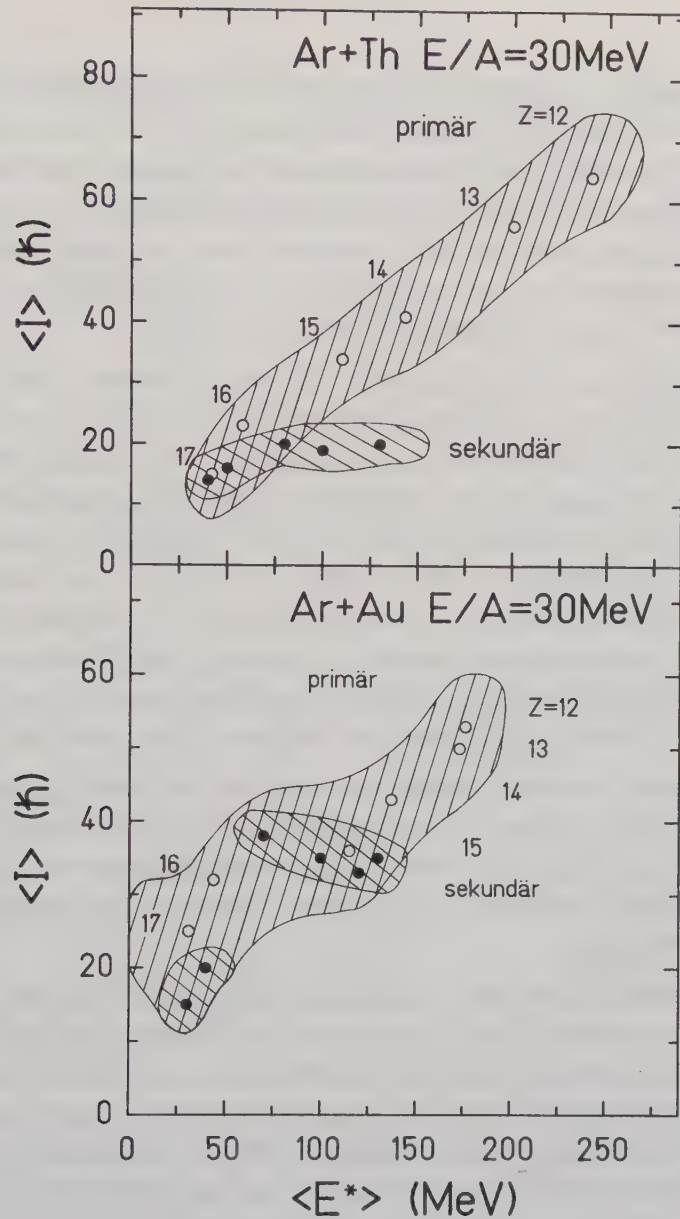


Abbildung 39: Der mittlere Drehimpuls in Abhängigkeit von der mittlere Anregungsenergie für Thorium oben und Gold unten. Die offenen Kreise stellen die für die Primärreaktion bestimmten Werte dar; die vollen Kreise sind die Werte zur Zeit der Spaltung. Die verschiedenen Punkte gehören zu den verschiedenen Ladungszahlen des Projekttilfragments. Die schraffierten Flächen markieren den Bereich der Meßgenauigkeit.

abhängig von der zur Verfügung stehenden Anregungsenergie relativ konstant $20\hbar$ beträgt. Für Gold verläuft diese Entwicklung nicht so klar. Zwar sind wie schon in Abb.38 beschrieben die sekundären Anregungsenergien ähnlich denen für Thorium, jedoch liegen die sekundären Drehimpulse höher und zeigen auch nicht den kontinuierlichen Abfall mit sinkender Anregungsenergie wie bei Thorium. Dieses Verhalten liegt im wesentlichen daran, daß Gold im Vergleich zu Thorium eine viel höhere Spaltbarriere (Kap.4.1) besitzt.

Der Vergleich zwischen den primären Drehimpulswerten bzw. den Anregungsenergien und den sekundären Werten zeigt, daß dem Targetkern seine hohe Anregung zum größten Teil verloren geht, bevor er spaltet. Wie die Analyse gezeigt hat, können die experimentellen Daten dann verstanden werden, wenn man z.B. die Evaporation leichter Teilchen vor der Spaltung annimmt. Dieses Ergebnis verdeutlicht, daß es erforderlich ist, die im mittleren Energiebereich auftretenden Prozesse auch dynamisch zu betrachten und daß eine rein statistische Betrachtungsweise nicht ausreicht. Diese Überlegungen bestätigen Hinweise [Gav86,Zan86], daß statistische Modelle bei Anregungsenergien größer als ca. 100 MeV die experimentellen Daten nicht mehr beschreiben.

Die Analyse des Drehimpulstransfers sowie die Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit haben gezeigt, daß es möglich ist, zwischen Primär- und Sekundärreaktion qualitativ zu trennen. Insbesondere die Bestimmung des Drehimpulses zu Anfang der Reaktion und zum Zeitpunkt der Spaltung ist eine geeignete Methode dazu.

Aus theoretischer Sicht ist in jüngster Zeit versucht worden, Modellvorstellungen zu entwickeln, die vor allem auch den Drehimpulsübertrag auf den Targetkern berücksichtigen. Ein solches Modell ist in [Bon87] beschrieben. Im Rahmen dieses Modells wird der Ablauf der Reaktion durch zwei Phasen beschrieben. In der ersten Phase werden durch ein dissipatives Aneinanderhaften von Projektil und Target Nukleonen und damit Energie und Drehimpuls übertragen. In der zweiten Phase findet ein Abrasionsprozeß analog zum Participant-Spectator Modell statt, wobei geometrische Phasenraumbetrachtungen die Größe von Projektil- und Targetfragmenten sowie den Feuerball bestimmen.

Abb.40 zeigt den zu Beginn der Reaktion übertragenen Drehimpuls für Thorium und Gold in Abhängigkeit von der Masse des Projektilfragments. Die durchgezogene Linie ist der von C. Grégoire [Gre87] mit dem in [Bon87] be-

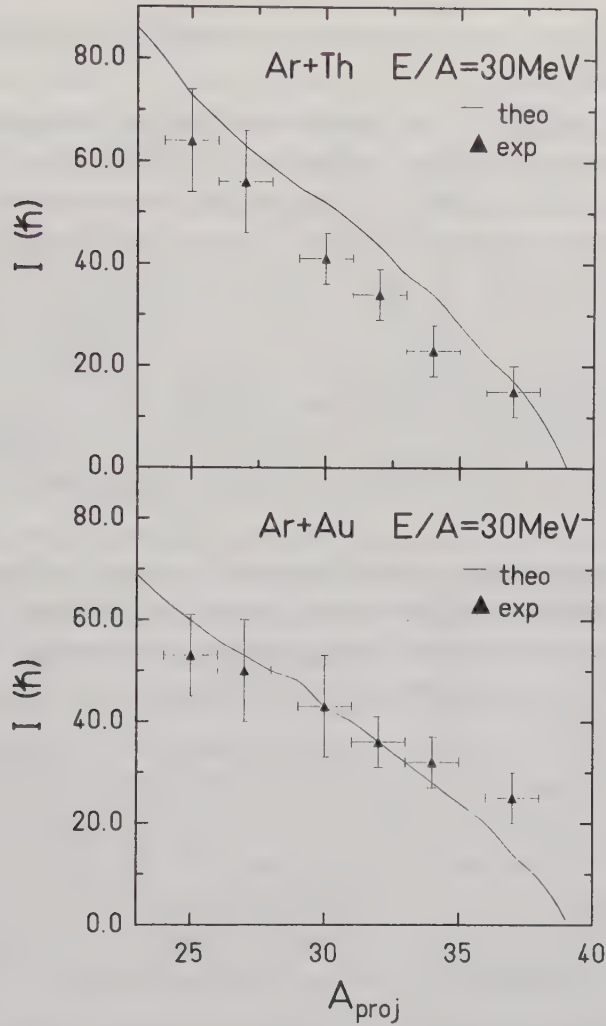


Abbildung 40: Vergleich von berechnetem Drehimpulsübertrag [Bon87] [Gre87] und dem aus der Primärreaktion experimentell bestimmten Drehimpulstransfer (Abb.26). Bei Th liegen die berechneten Daten 15% über den experimentellen der Primärreaktion. Bei Au verläuft die berechnete Kurve steiler als die experimentellen Werte, wobei für schwere Projektilfragmente der berechnete Wert um die Hälfte zu niedrig und für leichtere Fragmente um 20% zu hoch liegt. Zu beachten ist, daß die berechneten Projektilmassen primäre Größen sind, während die experimentell bestimmten sekundäre Größen darstellen.

schriebenen Modell berechnete Drehimpuls in Abhängigkeit von der primären Masse des Projektilfragments. Die experimentellen Werte sind die wie in Abb.26 beschriebenen Daten. Zu beachten ist dabei, daß die gemessene Projektilfragmentmasse eine sekundäre Größe ist, da das Projektilfragment erst nach der Verdampfung leichter Teilchen nachgewiesen werden kann. Der Vergleich mit den Modellrechnungen zeigt, daß für Thorium das Modell den Drehimpuls um 15% zu groß berechnet, der qualitative Verlauf jedoch gut wiedergegeben wird. Diese Diskrepanz kann durch den Unterschied zwischen primärer und sekundärer Projektilfragmentmasse verursacht werden. Allerdings sollte dann der Unterschied für leichtere Projektilfragmente größer werden. Für Gold verläuft die berechnete Kurve etwas zu steil, d.h. für schwere Projektilfragmente liegen die theoretischen Werte um die Hälfte niedriger, während sie für $A_{proj} < 27$ um 20% zu hoch liegen.

Trotz dieser Abweichungen kann festgestellt werden, daß das Modell, obwohl es nur eine vereinfachte Betrachtungsweise benutzt, den Verlauf der bei Schwerionenstößen im mittleren Energiebereich auftretenden Werte für den übertragenen Drehimpuls zufriedenstellend wiedergibt.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit den Reaktionen $^{40}\text{Ar}+\text{Th}$ und $^{40}\text{Ar}+\text{Au}$ bei 30 MeV/Nukleon Untersuchungen über die Reaktionsmechanismen in peripheren Stößen im mittleren Energiebereich durchgeführt.

Periphere Reaktionen wurden selektiert, indem ein schweres Projektilfragment mit $Z \geq 12$ nachgewiesen wurde. Aus dem Öffnungswinkel der beiden Spaltfragmente wurde der lineare Impulsübertrag auf den Targetkern bestimmt. Die Impulsbilanz zwischen Projektil- und Targetfragmenten zeigt, daß die transversalen Komponenten von Projektil- und Targetfragmenten im Mittel gleich groß sind. Aus der Summe der mittleren longitudinalen Impulskomponenten von Projektil und Target wurde der durch die Emission von Präequilibriumsteilchen verlorene Impuls bestimmt, der im Mittel bis zu 25% des Gesamtimpulses beträgt. Ebenso wurden aus der Impulsbilanz Aussagen über die primäre Anregungsenergie getroffen. Die experimentellen Daten können im Rahmen von Transferberechnungen verstanden werden.

Die Spaltwahrscheinlichkeit für Thorium und Gold wurde in Abhängigkeit von der Ladungszahl des Projektilfragments bestimmt. Für Thorium beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit im Mittel 50% und variiert nur gering mit Z_{proj} . Für Gold liegt der Wert für $Z_{proj} \geq 16$ nahe bei Null und steigt mit abnehmendem Projektilrest auf 30%. Die Diskrepanz mit Rechnungen (HIVAP) mit Hilfe der statistischen Standardtheorie zeigt, daß die hohe Anregungsenergie von 150-250 MeV durch die Evaporation leichter Teilchen aus dem Spaltsystem verloren geht, bevor der Kern bei einer Energie von ~ 100 MeV spaltet.

Ferner wurde der Drehimpulstransfer in der Primärreaktion mit Hilfe des linearen Impulsübertrags bestimmt. Der Drehimpuls zur Zeit der Spaltung wurde durch die gemessene Anisotropie der Spaltfragmente und der Spaltwahrscheinlichkeit bestimmt. Der Drehimpulsübertrag steigt mit abnehmendem Projektilfragment an und erreicht in der Primärreaktion für $Z=12$ ca. $50-60\hbar$, während er in der Sekundärreaktion unabhängig vom Projektilfragment für Thorium $\sim 20\hbar$ und für Gold $\sim 30\hbar$ beträgt. Auch diese Analyse ist ein Hinweis darauf, daß bis zum Zeitpunkt der Spaltung leichte Teilchen emittiert werden, die nicht nur Anregungsenergie, sondern auch bis zu ca. 60% des ursprünglich übertragenen Drehimpulses aus dem Spaltsystem nehmen. Das bedeutet, daß rein statistische Modelle nicht mehr geeignet sind, schwerioneninduzierte Spaltung

bei Anregungsenergien größer als ca. 100 MeV zu beschreiben, sondern daß eine dynamische Betrachtungsweise erforderlich ist.

Der Vergleich von experimentellen Werten für den primären Drehimpulsübertrag mit den berechneten Werten des Zwei-Phasen Modells [Bon87] zeigt qualitativ gute Übereinstimmung.

Literatur

- [And84] L.N. Andrenenko, A.A. Kotov, V.F. Petrov, N.A. Tarasov, L.A. Vaisnene, W. Neubert, Z. Phys. A 318 (1984) 97
- [Aug83] G. Augustinski, H.J. Beeskow, H.W. Daues, U. Lynen, H. Stelzer, R. Wada, GSI Scientific Report 1983, 238
- [Bab80] R. Babinet, B. Vauvin, J. Girard, J.M. Alexander, T.H. Chiang, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, X. Tarrago, Z. Phys. A 295 (1980) 153
- [Bac80] B.B. Back, K.L. Wolf, A.C. Mignerey, C.K. Gelbke, T.C. Awes, H. Breuer, V.E. Viola, P. Dyer, Phys. Rev. C 22 (1980) 1927
- [Bei85] G. Beier, J. Friese, W. Henning, P. Kienle, H.J. Körner, W. Mayo, W. Mayer, W.A. Mayer, L. Müller, G. Rosner, W. Wagner, Jahresbericht München 1985
- [Biz86] G. Bizard, R. Brou, H. Doubre, A. Drouet, F. Guilbault, F. Hanappe, J.M. Harasse, J.L. Laville, C. Lebrun, A. Oubahadou, J.P. Patry, J. Peter, G. Ployart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, Nucl. Phys. A456 (1986) 173
- [Boc82] R. Bock, Y.T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse, A. Olmi, H. Sann, D. Schwalm, U. Lynen, W.F.J. Müller, S. Bjørnholm, H. Esbensen, W. Wölfli, E. Morenzoni, Nucl. Phys. A388 (1982) 334
- [Boh69] A. Bohr/ B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol.1 New York, Plenum Press 1969
- [Bol72] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, J.L. Norton, Phys. Rev. C 5 (1972) 1050
- [Bon87] A. Bonasera, M. Di Toro, C. Grégoire, Nucl. Phys. A463 (1987) 653
- [Bor83] V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, B. Gatty, D. Jacquet, X. Tarrago, Z. Phys. A 314 (1983) 191

- [Bor86] V. Borrel, B. Gatty, D. Guerreau, J. Galin, D. Jacquet, Z. Phys. A 324 (1986) 205
- [Blu86] Y. Blumenfeld, P. Chomaz, N. Frascaria, J.B. Garrou, J.C. Jacmart, J.C. Roynette, D. Ardouin, W. Mittig, Nucl. Phys. A455 (1986) 357
- [Bro79] R.A. Broglia, G. Pollarolo, C.H. Dasso, T. Døssing, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1649
- [Bru86] N. Brummund, R. Glasow, K.H. Kampert, R. Santo, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, R. Trockel, R. Wada, Nucl. Phys. A453 (1986) 349
- [Cat80] G. Catchen, M. Kaplan, J.M. Alexander, M.F. Rivet, Phys. Rev. C 21 (1980) 940
- [Con85] M. Conjeaud, S. Harar, M. Mostefai, E.C. Pollacco, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, H. Oeschler, F. Saint-Laurent, Phys. Lett. 159B (1985) 244
- [Coh74] S. Cohen, S. Plasil, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. 82 (1974) 557
- [Cro87] P. Crouzen, Dissertation 1987, Univ. Groningen
- [Dav85] K.T.R. Davies, K.R.S. Devi, S.E. Koonin, M.R. Strayer, Treatise on Heavy Ion Science Vol.3, A. Bromley (Hrsg.), Plenum Press, New York 1985
- [Day86] R. Dayras, A. Pagano, J. Barrette, B. Berthier, D.M. De Castro Rizzo, E. Chavez, O. Cisse, R. Legrain, M.C. Mermaz, E.C. Pollacco, H. Delagrange, W. Mittig, B. Heusch, R. Coniglione, G. Lanzano, A. Palmeri, Nucl. Phys. A460 (1986) 299
- [Dün84] W. Dünneweber, W. Hering, H. Puchta, R. Ritzka, W. Trautmann, W. Traubik, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1405
- [Dye77] P. Dyer, R.J. Puigh, R. Vandenbosch, T.D. Thomas, M.S. Zisman, Phys. Rev. Lett. 39 #7 (1977) 392

- [Dye79] P. Dyer, T.C. Awes, C.K. Gelbke, B.B. Back, A. Mignerey, K.L. Wolf, H. Breuer, V.E. Viola Jr., W.G. Meyer, Phys. Rev. Lett. 42 #9 (1979) 560
- [Fat87] M. Fatyga, H.J. Kernowski, K. Kwiatkowski, L. Nowichi, V.E. Viola, K. Hicks, Phys. Rev. C 35 (1987) 568
- [Fre85] R. Freifelder, Dissertation 1985, Univ. New York
- [Fre86] R. Freifelder, M. Prakash, M. Alexander, Phys. Rep. 133 #5 (1986) 315
- [Fre87] R. Freifelder, GSI private Mitteilung 1987
- [Gav86] A. Gavron, A. Gayer, J. Boissevain, H.C. Britt, J.R. Nix, A.J. Sierk, P. Grangé, S. Hassani, H.A. Weidenmüller, J.R. Beene, B. Cheynis, D. Drain, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt, C. Butler, Phys. Lett. 176B (1986) 312
- [Gav87] A. Gavron, A. Gayer, J. Boissevain, H.C. Britt, T.C. Awes, J.R. Beene, B. Cheynis, D. Drain, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt, C. Butler, Phys. Rev. C 35 (1987) 579
- [Gel77] C.K. Gelbke, M. Bini, C. Olmer, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz, D.K. Scott, H.H. Wieman, Phys. Lett. 71B (1977) 83
- [Gla83] R. Glasow, G. Gaul, B. Ludewigt, R. Santo, H. Ho, W. Kühn, U. Lynen, W.F.J. Müller, Phys. Lett. 120B (1983) 71
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306
- [Gos77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall, Phys. Rev. C16/2 (1977) 629
- [Gue85] D. Guerreau, Nucl. Phys. A447 (1985) 37c
- [Gre87] C. Grégoire, GANIL private Mitteilung 1987

- [Hin86] D.J. Hinde, R.J. Charity, G.S. Foote, J.R. Leigh, J.O. Newton, S. Ogaza, A. Chattejee, Nucl. Phys. A452 (1986) 550
- [Hui83] J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, D. Hilscher, U. Jahnke, H. Rossner, B. Gebauer, H. Lettau, Phys. Rev. C 28 (1983) 1853
- [Jac85] D. Jacquet, J. Galin, M.F. Rivet, R. Bimbot, B. Borderie, D. Gardèt, B. Gatty, D. Guerreau, L. Kowalski, M. Lefort, X. Tarrago, Nucl. Phys. A445 (1985) 140
- [Jah83] U. Jahnke, G. Ingold, H. Homeyer, M. Bürgel, Ch. Egelhaaf, H. Fuchs, D. Hilscher, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1246
- [Kam84] V.V. Kamanin, A. Kugler, Y.E. Penionzhkevich, J. Rudiger, Nucl. Phys. A431 (1984) 545
- [LaR83] G. La Rana, G. Nebbia, E. Tomasi, C. Ngô, X.S. Chen, S. Leray, P. Lhenoret, R. Lucas, C. Mazur, M. Ribrag, C. Cerruti, S. Chiodelli, A. Demeyer, D. Guinet, J.L. Charvet, M. Morjeau, A. Peghaire, Y. Pranal, L. Sinopoli, J. Uzureau, R. De Swiniarski, Nucl. Phys. A407 (1983) 233
- [Ler84] S. Leray, G. Nebbia, C. Grégoire, G. La Rana, P. Lhenoret, C. Mazur, C. Ngô, M. Ribrag, E. Tomasi, Nucl. Phys. A425 (1984) 345
- [McV80] K.M. McVoy, M.C. Nemes, Z. Phys. A 295 (1980) 177
- [Mer85] M.C. Mermaz, R. Dayras, J. Barrette, B. Berthier, D.M. De Castro Rizzo, O. Cisse, R. Legrain, A. Pagano, E. Pollacco, H. Delagrangé, W. Mittig, B. Heusch, G. Lanzano, A. Palmeri, Nucl. Phys. A441 (1985) 129
- [Mer86] M.C. Mermaz, V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, B. Gatty, D. Jacquet, Z. Phys. A 324 (1986) 217
- [Mor85] D.J. Morrissey, G.J. Wozniak, L.G. Sobotka, R.J. McDonald, A.J. Pacheco, L.G. Moretto, Nucl. Phys. A442 (1985) 578

- [Mou84] G. Mouchaty, R.P. Schmitt, H. Dejbakhsh, D.R. Haenni, T. Shutt, Progress in Research 1983-84 Cyclotron Institute, Texas A&M Univ., S.2
- [Mül82] W.F.J. Müller, Dissertation 1982, Univ. Heidelberg
- [Nam86] M.N. Namboodiri, R.K. Choudhury, Ladler, J.D. Bronson, D. Fabris, U. Garg, P. Gonthier, K. Hagel, D.R. Haenni, Y.W. Lui, Z. Mayka, G. Mouchaty, T. Murakami, J.B. Natowitz, G. Nebbia, R.P. Schmitt, S. Simon, J.P. Sullivan, D.H. Youngblood, Journal de Physique Colloque C4, supplement au n°8, Tome 47 (1986)
- [Neg82] J. Negele, Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 913
- [Nix84] J.R. Nix, A.J. Sierk, H. Hofmann, F. Scheuter, D. Vautherin, Nucl. Phys. A424 (1984) 239
- [Pat86] Y. Patin, S. Leray, E. Tomasi, O. Granier, C. Cerruti, J.L. Charvet, S. Chiodelly, A. Demeyer, D. Guinet, C. Humeau, P. Lhenoret, J.P. Lochard, R. Lucas, C. Mazur, M. Morjeau, C. Ngô, A. Peghaire, M. Ribrag, L. Sinopoli, T. Suomijärvi, J. Uzureau, L. Vagneron, Nucl. Phys. A457 (1986) 146
- [Pfl83] J. van der Plicht, H.C. Britt, M.M. Fowler, Z. Fraenkel, A. Gavron, J.B. Wilhelmy, F. Plasil, T.C. Awes, G.R. Young, Phys. Rev. C 28 (1983) 2022
- [Pin86] J.A. Pinston, S. Andre, D. Barneoud, C. Foin, A. Fleury, M.S. Pravikoff, Phys. Lett. 167B (1986) 375
- [Pol84] E.C. Pollacco, M. Conjeaud, S. Harar, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, M.S. Nguyen, H. Oeschler, F. Saint-Laurent, Phys. Lett. 146B (1984) 29
- [Rab86] H.J. Rabe, Dissertation 1986, Univ. Heidelberg
- [Ram84] F. Rami, J.P. Coffin, G. Guillaume, B. Heusch, P. Wagner, A. Fahli, P. Fintz, Z. Phys. A 318 (1984) 239

- [Rei81] W. Reisdorf, Z. Phys. A 300 (1981) 227 und W. Reisdorf, GSI private Mitteilung
- [San75] H. Sann, H. Damjantschitsch, D. Hebbard, J. Junge, D. Pelte, B. Povh, D. Schwalm, D.B. Tran Thoi, Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 509
- [SAT87] Experiment Data Acquisition and Analysis System, Handbuch der SATAN-Gruppe GSI (1987)
- [Sch84] R.P. Schmitt, G. Mouchaty, D.R. Haenni, Nucl. Phys. A427 (1984) 614
- [Sik62] T. Sikkeland, E. Haines, V.E. Viola Jr., Phys. Rev. 125 (1962) 1350
- [Spe78] H.J. Specht, Lecture Notes in Physics 92, Nuclear Interactions, Conference Canberra 1978
- [Tho68] T.D. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci. 18, (1968) 343
- [Tro84] R. Trockel, Diplomarbeit 1984, Univ. Münster
- [Tro87] R. Trockel, Dissertation 1987, Univ. Heidelberg
- [Tsa87] M.B. Tsang, MSU Preprint MSUCL-606 Mai 1987
- [Van73] R. Vandenbosch/ J. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press New York/London 1973
- [Vaz82] L.C. Vaz und J.M. Alexander, Phys. Rep. 97 #1 (1983) 1
- [Vio85] V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker, Phys. Rev. C 31 (1985) 1550
- [Wal85] S. Wald, S.B. Gazes, C.R. Albiston, Y. Chan, B.G. Harvey, M.J. Murphy, I. Tserruya, R.G. Stokstad, P.J. Countryman, K. van Bibber, H. Homeyer, Phys. Rev. C 32 (1985) 894
- [Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1202

- [Wei87] H.A. Weidenmüller, Nucl. Phys. A471 (1987) 1c
- [Zan86] W.P. Zank, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke, M. Lehmann, H. Rossner, Phys. Rev. C 33 (1986) 519

Den Geschäftsführenden Direktoren des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Herrn Prof. Dr. K. Bethge und Herrn Prof. Dr. R. Stock, danke ich für die Aufnahme ins Institut.

Herrn Prof. Dr. U. Lynen danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele hilfreiche Diskussionen sowie für die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen bei der GSI in Darmstadt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W. Trautmann für sein stetes Interesse und zahlreiche Diskussionen, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. W.F.J. Müller danke ich für die Unterstützung bei der Datenaufnahme und Herrn Dr. J. Pochodzalla für das Lesen des Manuskriptes und viele Ratschläge.

Herzlich gedankt sei auch den französischen Kollaborateuren für ihre Mitarbeit während des Experimentes und für die Eichung der Ionisationskammer:

Dr. P. Lhenoret, Dr. R. Lucas, C. Mazur, Dr. C. Ngô, M. Ribrag, Dr. E. Tomasi (CEN Saclay) sowie

Dr. C. Cerruti, Dr. A. Demeyer, Dr. D. Guinet (Univ. Lyon)

Allen Mitarbeitern des Institut Physique Nucléaire de Grenoble, die für ein reibungsloses Arbeiten des Zyklotrons sorgten, danke ich dafür.

Herrn W. Quick und Herrn M. Ludwig danke ich für die sorgfältigen Ausführungen beim mechanischen Aufbau.

Herrn Dr. R. Freifelder möchte ich für die Berechnung der Trägheitsmomente danken.

Herrn Dr. W. Reisdorf danke ich für die Überlassung des HIVAP-Programms und hilfreiche Hinweise zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit. Ebenso danke ich Herrn P. Crouzen, daß er mir den Parametersatz zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit zur Verfügung stellte.

Gedankt sei auch Herrn Dr. C. Grégoire (GANIL) für die Berechnung der theoretischen Daten.

Ebenso danke ich allen Mitarbeitern des Rechenzentrums der GSI für die freundliche Beratung bei allen auftretenden Problemen der Datenverarbeitung.

Frau C. Freudenberger danke ich für die Hilfe beim Anfertigen einiger Abbildungen.

Allen, die auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle danken:

G. Augustinski, G. Bauer, H.-J. Beeskow, H.W. Daues, Dr.K.D. Hildenbrand, P. Kreutz, A. Kühmichel, Ch. Pinkenburg, Dr. H.-J. Rabe, Dr. H.J. Sann, Dr. U. Schneider, Dr. H. Stelzer, Dr. R. Trockel, Dr. R. Wada.

Schließlich möchte ich meinen Eltern danken, die mir das Studium ermöglichten, und besonders herzlich danke ich meinem Mann, der unermüdlich zu Diskussionen bereit war und in jeder Hinsicht eine große Hilfe war.

Lebenslauf

Eva-Maria Eckert, geb. Agrell
geb. am 09.06.1959 in Frankfurt am Main
verheiratet mit Gunter Eckert

Eltern: Dipl. Ing. Karl Agrell
Rita Agrell, geb. Kandler, Operationsschwester

1966-1967	Besuch der Merianschule in Frankfurt
1967-1969	Besuch der Holzhausenschule in Frankfurt
1969-1973	Besuch der Fürstenberg-Realschule in Frankfurt
1973-1978	Besuch des Elisabethen-Gymnasiums in Frankfurt mit Abschluß der allgemeinen Hochschulreife
1978	Beginn des Physik-Studiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt
1980	Diplom-Vorprüfung
1984	Diplom-Hauptprüfung
1984	Beginn der Promotionsarbeit, Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität

Meine akademischen Lehrer waren:

Adasch, Becker, Bethge, Bock, Brauer, Bundke, Chun, Dreizler, Elze, Kessel,
Kegel, Klein, Lüthi, Lynen, Martienssen, Mauck, Mohler, Müller, Pohlitz, Rauch,
Schaarschmidt, Schuster, Stelzer, Sterzel, Wächter, Wolf

